



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ
ΗΛΕΚΤΡΟΟΠΤΙΚΗΣ ΚΑΙ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΩΝ ΥΛΙΚΩΝ

**Περιθλαστικοί Συζεύκτες Φράγματος
Με Προτίμηση Στην Κατεύθυνση Σύζευξης**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Χρήστος-Θεόδωρος Ε. Σαντής

Επιβλέπων: Ηλίας Ν. Γλύτσης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Ιούλιος 2005



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ
ΗΛΕΚΤΡΟΟΠΤΙΚΗΣ ΚΑΙ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΩΝ ΥΛΙΚΩΝ

**Περιθλαστικοί Συζεύκτες Φράγματος
Με Προτίμηση Στην Κατεύθυνση Σύζευξης**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Χρήστος-Θεόδωρος Ε. Σαντής

Επιβλέπων: Ηλίας Ν. Γλύτσης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 7^η Ιουλίου 2005.

.....
Η. Γλύτσης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Κ. Χιτζανίδης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Ι. Ρουμेलιώτης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Ιούλιος 2005

.....

Χρήστος-Θεόδωρος Ε. Σαντής

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

Copyright © Χρήστος-Θεόδωρος Ε. Σαντής, 2005

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.

Περίληψη

Υπό το πρίσμα των εξελίξεων στον τομέα της νανοκατασκευής και την διαρκώς αυξανόμενη απαίτηση ολοκλήρωσης οπτικών διατάξεων για την υλοποίηση οπτικών κυκλωμάτων και διασυνδέσεων, τα φράγματα περιθλασης έχουν έρθει στο προσκήνιο του ερευνητικού ενδιαφέροντος για την πραγματοποίηση πολύπλευρων οπτικών λειτουργιών. Μεταξύ των άλλων, τα φράγματα αποτελούν ελκυστικούς υποψήφιους για την υλοποίηση οπτικής σύζευξης εισόδου/εξόδου σε ολοκληρωμένους κυματοδηγούς. Για το σκοπό αυτό έχει προταθεί η κατασκευή δύο κύριων τύπων φραγμάτων, ολογραφικών και επιφανειακής χάραξης. Επιπλέον, για την αύξηση της σύζευξης προς επιλεγμένη κατεύθυνση έχουν προταθεί τέσσερις βασικές τεχνικές: συζεύκτες κεκλιμένου ολογραφικού φραγματος, κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης, διπλής επιφανειακής χάραξης και επιφανειακής χάραξης με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα.

Στόχος της παρούσας εργασίας είναι να παρουσιάσει για πρώτη φορά συγκεντρωτικά και συστηματικά αποτελέσματα των τεσσάρων βασικών τύπων συζευκτών φραγματος, για την υλοποίηση κατακόρυφης σύζευξης εισόδου/εξόδου σε κυματοδηγό, με προτίμηση στην κατεύθυνση σύζευξης. Για την ηλεκτρομαγνητική προσομοίωση των διατάξεων χρησιμοποιείται η δημοφιλής για τις περιθλαστικές δομές, αυστηρή ανάλυση συζευγμένων κυμάτων (Rigorous Coupled Wave Analysis) σε συνδυασμό με την προσέγγιση διαρρέοντος ρυθμού (Leaky mode approach). Για τη σχεδίαση των συζευκτών, έμφαση έχει δοθεί στην όσο το δυνατόν μεγαλύτερη μεταξύ τους κατασκευαστική συμβατότητα. Κάθε διάταξη προσομοιώνεται συναρτήσει των χαρακτηριστικών της παραμέτρων και για τα δύο είδη πόλωσης (TE, TM), ώστε να προσδιοριστούν οι βέλτιστες τιμές τους καθώς και η επίδρασή τους στις τρεις κύριες προδιαγραφές: συντελεστή σύζευξης, κατευθυντικότητα και απόδοση σύζευξης. Επίσης, για κάθε διάταξη εξάγεται η απόκριση μήκους κύματος για TE πόλωση, γύρω από το κεντρικό μήκος λειτουργίας. Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων οδηγούν σε χρήσιμα συμπεράσματα για τους μηχανισμούς και τις δυνατότητες κάθε συζεύκτη ενώ καθιστούν αμεσότερη τη μεταξύ τους σύγκριση.

Λέξεις Κλειδιά

Φράγμα Περιθλασης, Συζεύκτης Φραγματος, Ολογραφικό Φράγμα, Φράγμα Επιφανειακής Χάραξης, Οπτικός Κυματοδηγός, RCWA, Κατευθυντικότητα, Απόδοση Σύζευξης, Ολοκληρωμένη Οπτική, Οπτικές Διασυνδέσεις.

Abstract

The recent developments in nanofabrication as well as the ever increasing demand for optical device integration for the implementation of optical circuits and interconnections, have brought diffraction gratings back into the research focus due to their functional versatility. Among other operations, gratings are promising candidates for optical waveguide input/output coupling. Two main types of gratings have been so far proposed for that purpose: volume holographic gratings and surface-relief gratings. Moreover, for the enhancement of preferential coupling, four basic coupler designs have been reported: slanted-fringe volume grating coupler, slanted surface-relief grating coupler, double-corrugation surface-relief grating coupler and surface-relief grating coupler with reflector in the substrate.

The objective of this thesis is to present, for the first time, comprehensive and systematic simulation results of the four grating coupler designs for vertical and highly preferential input/output coupling. The electromagnetic simulation of the devices is conducted with the popular for diffractive structures Rigorous Coupled Wave Analysis in combination with the Leaky-mode approach. Particular emphasis is given in ensuring the design consistency of the devices. Each device is simulated with respect to its special design features, for both polarizations (TE, TM), in order to determine their optimal values as well as to probe their effect on the devices' main performance criteria: coupling coefficient, preferential ratio and coupling efficiency. Finally, simulations as a function of wavelength are carried out to derive the devices' wavelength response. The results presented lead to several insightful conclusions on the devices' intrinsic mechanisms and functional capacities while at the same time render their comparison more direct.

Key Words

Diffraction Grating, Grating Coupler, Volume Holographic Grating, Surface-Relief Grating, Optical Waveguide, RCWA, Preferentiality, Coupling Efficiency, Integrated Optics, Optical Interconnections.

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον καθηγητή κ. Ηλία Ν. Γλύτση για την πολύτιμη καθοδήγηση και τις επιστημονικές του υποδείξεις καθ'όλη τη διάρκεια εκπόνησης αυτής της εργασίας. Οι πολύωρες και εποικοδομητικές συζητήσεις μαζί του, για επιστημονικά ζητήματα αλλά και όχι μόνο, καθώς και οι συμβουλές του συντέλεσαν καταλυτικά στην εισαγωγή μου σε ένα συναρπαστικό πεδίο έρευνας και στη διαμόρφωση των μετέπειτα προσωπικών μου στόχων.

Χρήστος Ε. Σαντής

Αθήνα, Ιούλιος 2005.

Περιεχόμενα

1	Εισαγωγή	17
1.1	Σύγχρονες τάσεις και εξελίξεις	17
1.2	Οπτικές έναντι ηλεκτρικών διασυνδέσεων	18
1.3	Τύποι οπτικών διασυνδέσεων	20
1.4	Οπτική σύζευξη	21
1.5	Συζεύκτες φραγμάτων περίθλασης	22
1.6	Εξέλιξη ερευνητικών συνεισφορών	24
1.7	Στόχοι της εργασίας	25
1.8	Δομή εργασίας	26
2	Θεωρία	27
2.1	Φως - συμβολή και περίθλαση	27
2.2	Συζεύκτες φράγματος κυματοδηγών	30
2.3	Σχεδίαση συζεύκτη κατακόρυφης σύζευξης και απλής τάξης περίθλασης	36
2.4	Συζεύκτης ολογραφικού φράγματος	38
2.5	Συζεύκτης φράγματος κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης	42
2.6	Συζεύκτης φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης	45
2.7	Συζεύκτης φράγματος με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα	48

3 Rigorous Coupled Wave Analysis	53
3.1 TE πόλωση	54
3.2 TM πόλωση	63
3.3 Leaky-Mode Analysis	66
3.4 Αριθμητική ευστάθεια και σύγκλιση	68
4 Αποτελέσματα	71
4.1 Εισαγωγή	71
4.2 Συζεύκτης ολογραφικού φράγματος	72
4.2.1 TE πόλωση	73
4.2.2 TM πόλωση	77
4.3 Συζεύκτης φράγματος κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης	78
4.3.1 TE πόλωση	80
4.3.2 TM πόλωση	83
4.4 Συζεύκτης φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης	87
4.4.1 TE πόλωση	88
4.4.2 TM πόλωση	92
4.5 Συζεύκτης φράγματος με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα	97
4.5.1 TE πόλωση	99
4.5.2 TM πόλωση	103
4.6 Απόκριση μήκους κύματος	104
5 Συμπεράσματα	113
5.1 Περίληψη αποτελεσμάτων	113
5.2 Προοπτικές - εφαρμογές	117

Κατάλογος Πινάκων

4.1	Παράμετροι σχεδίασης συζεύκτη ολογραφικού φράγματος	73
4.2	Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη ολογραφικού φράγματος για TE πόλωση . . .	76
4.3	Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη ολογραφικού φράγματος για TM πόλωση . . .	78
4.4	Παράμετροι σχεδίασης συζεύκτη φράγματος κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης	79
4.5	Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη φράγματος κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης για TE πόλωση και $d = 0.2\mu m$	81
4.6	Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη φράγματος κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης για TE πόλωση και $F = 0.5$	83
4.7	Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη φράγματος κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης για TM πόλωση και $d = 0.2\mu m$	86
4.8	Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη φράγματος κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης για TM πόλωση και $F = 0.5$	87
4.9	Παράμετροι σχεδίασης συζεύκτη φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης	88
4.10	Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης για TE πόλωση και $d = 0.2\mu m$	91
4.11	Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης για TE πόλωση και $F = 0.5$	92
4.12	Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης για TM πόλωση και $d = 0.2\mu m$	95

4.13 Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης για TM πόλωση και $F = 0.5$	97
4.14 Παράμετροι σχεδίασης συζεύκτη φράγματος με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα	98
4.15 Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη φράγματος με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα για TE πόλωση	102
4.16 Τιμές βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη φράγματος με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα για TM πόλωση	105
4.17 Παράμετροι σχεδίασης διατάξεων για προσομοίωση απόκρισης μήκους κύματος	105
5.1 Βέλτιστες τιμές απόδοσης των διατάξεων	116

Κατάλογος Σχημάτων

2.1 Ένταση ισχύος περίθλασης (<i>Fraunhofer</i>) ως προς τη γωνία περίθλασης	29
2.2 Προσέγγιση περίθλασης με ακτίνες	29
2.3 Ολοκληρωμένος κυματοδηγός τύπου φέτας (slab)	31
2.4 Συζεύκτης φράγματος	32
2.5 Διανυσματικό διάγραμμα συνθήκης <i>Bragg</i>	34
2.6 Συζεύκτης ολογραφικού φράγματος με το φράγμα στο κάλυμμα	38
2.7 Συζεύκτης ολογραφικού φράγματος με το φράγμα στον κυματοδηγό	39
2.8 Διάταξη εγγραφής ολογραφικού φράγματος	40
2.9 Συζεύκτης κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης	43
2.10 Διανυσματική συνθήκη <i>Bragg</i> στην περιοχή του φράγματος	44
2.11 Συζεύκτης φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης	46
2.12 Συζεύκτης φράγματος επιφανειακής χάραξης με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα	48
2.13 Σχηματικό διάγραμμα ανάκλασης της στοίβας	49
3.1 Διάταξη εφαρμογής της <i>RCWA</i> για <i>TE</i> πόλωση	54
3.2 Διάταξη εφαρμογής της <i>RCWA</i> για <i>TM</i> πόλωση	63
4.1 Συζεύκτης ολογραφικού φράγματος με το φράγμα στο κάλυμμα	72
4.2 Αποτελέσματα συζεύκτη ολογραφικού φράγματος για <i>TE</i> πόλωση ($L = 200\mu m$)	74

4.3 Κατανομή κανονικοποιημένου πεδίου ($Re\{E_y\}$) για TE πόλωση παρουσία και μη φράγματος ($\Delta n = 0.02, \phi = 45.7^\circ$)	76
4.4 Αποτελέσματα συζεύκτη ολογραφικού φράγματος για TM πόλωση ($L = 200\mu m$)	77
4.5 Συζεύκτης κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης	79
4.6 Αποτελέσματα συζεύκτη κεκλιμένης χάραξης για $d = 0.2\mu m$ και TE πόλωση ($L = 100\mu m$)	80
4.7 Αποτελέσματα συζεύκτη κεκλιμένης χάραξης για $F = 0.5$ και TE πόλωση ($L = 100\mu m$) .	82
4.8 Κατανομή κανονικοποιημένου πεδίου ($Re\{E_y\}$) για TE πόλωση παρουσία και μη φράγματος ($d = 0.2\mu m, F = 0.6, \phi = 45^\circ$)	84
4.9 Αποτελέσματα συζεύκτη κεκλιμένης χάραξης για $d = 0.2\mu m$ και TM πόλωση ($L = 100\mu m$)	85
4.10 Αποτελέσματα συζεύκτη κεκλιμένης χάραξης για $F = 0.5$ και TM πόλωση ($L = 100\mu m$) .	86
4.11 Συζεύκτης φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης	87
4.12 Αποτελέσματα συζεύκτη διπλής χάραξης για $d = 0.2\mu m$ και TE πόλωση ($L = 100\mu m$) . .	89
4.13 Αποτελέσματα συζεύκτη διπλής χάραξης για $F = 0.5$ και TE πόλωση ($L = 100\mu m$)	91
4.14 Κατανομή κανονικοποιημένου πεδίου ($Re\{E_y\}$) για TE πόλωση παρουσία και μη φράγματος ($d = 0.2\mu m, F = 0.5, s = 0.67$)	93
4.15 Αποτελέσματα συζεύκτη διπλής χάραξης για $d = 0.2\mu m$ και TM πόλωση ($L = 100\mu m$) . .	94
4.16 Αποτελέσματα συζεύκτη διπλής χάραξης για $F = 0.5$ και TM πόλωση ($L = 100\mu m$) . . .	96
4.17 Συζεύκτης φράγματος επιφανειακής χάραξης με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα	97
4.18 Αποτελέσματα συζεύκτη επιφανειακής χάραξης με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα για TE πόλωση ($L = 100\mu m$)	99
4.19 Κατανομή κανονικοποιημένου πεδίου ($Re\{E_y\}$) για TE πόλωση παρουσία και μη φράγματος ($N = 7, d_b = 1.0\mu m$)	102
4.20 Αποτελέσματα συζεύκτη επιφανειακής χάραξης με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα για TM πόλωση ($L = 100\mu m$)	103
4.21 Απόκριση μήκους κύματος συζεύκτη ολογραφικού φράγματος για TE πόλωση ($L = 200\mu m$)	106

4.22 Απόκριση μήκους κύματος συζεύκτη φράγματος κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης για TE πόλωση ($L = 100\mu m$)	107
4.23 Απόκριση μήκους κύματος συζεύκτη φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης για TE πόλωση ($L = 100\mu m$)	109
4.24 Απόκριση μήκους κύματος συζεύκτη φράγματος επιφανειακής χάραξης με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα για TE πόλωση ($L = 100\mu m$)	110

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

1.1 Σύγχρονες τάσεις και εξελίξεις

Η ραγδαία εξέλιξη στην τεχνολογία των οπτικών ινών τις δύο περασμένες δεκαετίες, κυρίως με την επίτευξη πολύ χαμηλών συντελεστών εξασθένισης ($\sim 0.2\text{dB}/\text{km}$), έχει καταστήσει τη χρήση της οπτικής ακτινοβολίας κυρίαρχη στο χώρο των ενσύρματων επικοινωνιών. Τα οπτικά δίκτυα πολυπλεξίας μήκους κύματος (WDM networks), με την πολλαπλάσια χωρητικότητα (bandwidth) σε σχέση με τα συμβατικά ηλεκτρικά που διαθέτουν, αποτελούν σήμερα τη ραχοκοκαλιά (backbone) του παγκόσμιου συστήματος τηλεπικοινωνιών ενώ σταδιακά επεκτείνονται ολοένα και πιο κοντά στον τελικό χρήστη. Παρ' όλα αυτά, η εκρηκτική ανάπτυξη του Internet κατά την τελευταία δεκαετία με τον επακόλουθο πολλαπλασιασμό των χρηστών και του διακινούμενου όγκου πληροφοριών σε παγκόσμιο επίπεδο, έχουν δημιουργήσει ακόρεστη ζήτηση για ολοένα και υψηλότερες ταχύτητες, ολοένα και μεγαλύτερες χωρητικότητες.

Παράλληλα με την εξέλιξη στην τεχνολογία των οπτικών ινών το ενδιαφέρον έχει στραφεί και στην επεξεργασία του τηλεπικοινωνιακού σήματος στους τοπικούς κόμβους (nodes) των δικτύων. Η χρήση ηλεκτρικών κυκλωμάτων για την επεξεργασία απαιτεί την μετατροπή του οπτικού σήματος σε ηλεκτρικό και πάλι πίσω σε οπτικό προκαλώντας συσσωρευμένες καθυστερήσεις και αναπόφευκτη μείωση της χωρητικότητας. Έχει γίνει πλέον σαφές ότι προκειμένου να αρθούν αυτοί οι περιορισμοί είναι απαραίτητη η αμιγώς οπτική (all optical) επεξεργασία του σήματος, γι' αυτό και μεγάλο μέρος της έρευνας στον τομέα αυτό τείνει προς την ανάπτυξη και βελτίωση οπτικών στοιχείων και διατάξεων όπως π.χ. φίλτρα, μεταγωγείς, συζεύκτες, πολυπλέκτες/αποπολυπλέκτες κτλ.

Ταυτόχρονα, η χρήση της φωτονικής τεχνολογίας προωθείται σε ακόμα έναν νευραλγικό τομέα της σύγχρονης κοινωνίας της πληροφορίας, εκείνο των υπολογιστικών συστημάτων. Η εξέλιξη των ψηφιακών επεξεργαστών είναι διαρκής και σύντομα, σύμφωνα και με το νόμο του *Moore*, οι συχνότητες τους θα αγγίξουν τα $10GHz$. Σε αυτές τις συχνότητες οι φυσικοί περιορισμοί που επιβάλλονται από τη θεωρία κίνησης των ηλεκτρονίων (electron transport theory) γίνονται ασφυκτικοί οδηγώντας τα κλασσικά ηλεκτρονικά και μικροηλεκτρονικά κυκλώματα σε αναπόφευκτο κορεσμό (bottleneck). Σε τέτοια ακραία σημεία η υλοποίηση αξιόπιστων οπτικών διασυνδέσεων αποτελεί τη μόνη δραστηκή λύση, που θα επιτρέψει το πέρασμα της τεχνολογίας της πληροφορίας σε νέα επίπεδα εξέλιξης.

1.2 Οπτικές έναντι ηλεκτρικών διασυνδέσεων

Με τον όρο διασύνδεση εννοείται η αποκατάσταση επικοινωνίας μεταξύ δύο ή περισσότερων σημείων. Τα σημεία αυτά μπορούν να βρίσκονται πάνω σε διαφορετικές κυκλωματικές κάρτες (board-to-board), στην κάρτα και κάποια δομική μονάδα αυτής (board to module), σε διαφορετικές δομικές μονάδες της ίδιας κάρτας (module to module ή inter-chip) ή ακόμα και στο εσωτερικό του ίδιου ολοκληρωμένου (intra-chip). Ειδικότερα στην τελευταία περίπτωση, ανακύπτουν στις ηλεκτρικές διασυνδέσεις σοβαρά προβλήματα από την αύξηση της συχνότητας και τη σμίκρυνση των διαστάσεων τα κυριότερα εκ των οποίων είναι :

1. **Πλευρική συμφόρηση (latency) :** Η αύξηση της πυκνότητας των διασυνδέσεων σε επίπεδο κάθετο στη ροή του σήματος με τη μείωση των διαχωριστικών αποστάσεων και την επακόλουθη αύξηση των αμοιβαίων χωρητικοτήτων και της αντίστασης εισόδου του επιπέδου δυσχεραίνει την ικανότητα οδήγησης όλων των διαδρομών ενώ επιπλέον αυξάνει το χρόνο απόκρισης (response time) σε περιπτώσεις σειριακής αλληλουχίας τέτοιων επιπέδων. Η αντιμετώπιση αυτού του φαινομένου απαιτεί είτε την αύξηση του ρεύματος οδήγησης (drive current) είτε τη σχεδίαση κατάλληλων κυκλωμάτων οδήγησης.
2. **Χρονική καθυστέρηση (time delay) :** Η μείωση των πλευρικών διαστάσεων των μεμονωμένων διαδρομών σε συνδυασμό με την αύξηση του μήκους τους αυξάνει τις τιμές των αντιστάσεων και των χωρητικοτήτων τους, αυξάνοντας έτσι της καθυστερήσεις (RC delay) διάδοσης του σήματος. Ειδικά σε περιπτώσεις υψίσυχνων ψηφιακών σημάτων, όπως αυτό του ρολογιού, οι καθυστερήσεις

αυτές (skew, jitter) γίνονται παραπλήσιες με την περίοδο του σήματος οδηγώντας σε αποσυγχρονισμό όλου του κυκλώματος.

3. **Παρεμβολές (crosstalk)** : Η ελάττωση της απόστασης μεταξύ γειτονικών διαδρομών ενισχύει την αμοιβαία επαγωγή και χωρητικότητα μεταξύ τους και σε συνδυασμό με την αύξηση των συχνοτήτων καθιστούν έντονη την παρεμβολή μεταξύ των γραμμών.
4. **Κατανάλωση ισχύος** : Είναι γνωστό ότι τόσο η αύξηση της αντίστασης και χωρητικότητας μιας γραμμής όσο και της συχνότητας του σήματος αυξάνει την κατανάλωση ισχύος κατά μήκος της, επιβαρύνοντας και την ποιότητα του σήματος (εξασθένιση) αλλά και την εκπομπή θερμότητας και κατ'επέκταση την απαγωγή της.
5. **Τερματισμοί προσαρμογής** : Οι μεταβολές των εμπεδήσεων με την αλλαγή των κατασκευαστικών διαστάσεων προκαλεί έντονα φαινόμενα ανακλάσεων σε γραμμές υψίσυχνων σημάτων απαιτώντας τη σχεδίαση κατάλληλων τερματισμών για την εξάλειψή τους.
6. **Θερμοκρασιακή εξάρτηση** : Η εξάρτηση πολλών χαρακτηριστικών όπως π.χ. της αντίστασης από τη θερμοκρασία καθιστά δύσκολη την αξιόπιστη λειτουργία σε μεγάλο εύρος θερμοκρασιών αφού επηρεάζει τη διάδοση του σήματος αυξομειώνοντας τις καθυστερήσεις.

Οι οπτικές διασυνδέσεις έρχονται να λύσουν αρκετά από τα παραπάνω προβλήματα. Καταρχήν, η διάδοση του φωτός εξαρτάται κατά κύριο λόγο από το δείκτη διάθλασης του μέσου διάδοσης και όχι από τις διαστάσεις των γραμμών μετάδοσης. Κατά συνέπεια το φαινόμενο της πλευρικής συμφόρησης δεν επηρεάζει την απόδοση των οπτικών διασυνδέσεων. Τα φωτόνια από τη φύση τους αλληλεπιδρούν μεταξύ τους πολύ δυσκολότερα σε σχέση με τα ηλεκτρόνια μειώνοντας έτσι σημαντικά το ενδεχόμενο παρεμβολών. Δύο ή περισσότερες δέσμες φωτός μπορούν να διαδίδονται μέσα στο ίδιο μέσο ή να διασταυρώνονται μεταξύ τους χωρίς να αλληλεπιδρούν, αρκεί να αντιστοιχούν σε διαφορετικά μήκη κύματος. Επιπλέον, η διάδοση του φωτός μέσα σε διηλεκτρικά μέσα όπου οι αγωγιμότητες είναι εξαιρετικά χαμηλές ελαττώνει δραστικά την κατανάλωση ισχύος. Τέλος, η σχετικά μικρή ευαισθησία του δείκτη διάθλασης με τη θερμοκρασία καθιστά τη διάδοση σταθερή, ως προς τις αυξομειώσεις των καθυστερήσεων, σε αρκετά μεγάλο εύρος θερμοκρασιών.

Παρ'όλα όμως τα πλεονεκτήματα που αναφέρθηκαν, οι οπτικές διασυνδέσεις έχουν ακόμα να ξεπεράσουν αρκετά εμπόδια πριν φθάσουν στο σημείο να ανταγωνίζονται ισότιμα τις ηλεκτρικές. Η

κυριότερη πρόκληση αφορά τη σμίκρυνση των διαστάσεων των οπτικών διατάξεων που θα επιτρέψει την υψηλής κλίμακα ολοκλήρωσή τους. Για αρκετές δεκαετίες οι διατάξεις ήταν αρκετά χονδροειδής (bulky), καθιστώντας απαγορευτική την ολοκλήρωση. Τα τελευταία ωστόσο χρόνια, η ραγδαία εξέλιξη στον τομέα της νανοκατασκευής (nanofabrication) έχει ανοίξει το δρόμο για την κατασκευή διατάξεων ιδανικών για οπτικά μήκη κύματος. Τρεις είναι οι κρίσιμες λειτουργίες οι οποίες αποτελούν τον κορμό ενός αξιόπιστου οπτικού κυκλώματος. Η εκπομπή και η ανίχνευση του φωτός, η κυματοδότηση και η σύζευξή του. Κάθε άλλη λειτουργία μπορεί να αναχθεί σε συνδυασμό των προηγούμενων. Συνεπώς, ο δρόμος για την οπτική ολοκλήρωση περνάει από την ανάπτυξη αξιόπιστων και υψηλής απόδοσης λέιζερ και ανιχνευτών, χαμηλής απόσβεσης και ευέλικτων κυματοδηγών και τέλος χαμηλών απωλειών συζευκτών. Η ολοκλήρωση όλων των παραπάνω στοιχείων σε μία κοινή πλατφόρμα με αυξημένη πυκνότητα αποτελεί τον τελικό στόχο. Σε πρώτη φάση η συνύπαρξη οπτικών και ηλεκτρικών κυκλωμάτων σε υβριδικές συσκευασίες είναι ήδη πραγματικότητα, ο δρόμος όμως προς την αμιγώς οπτική ολοκλήρωση είναι ακόμα μακρύς.

1.3 Τύποι οπτικών διασυνδέσεων

Τρεις είναι οι βασικοί τύποι οπτικών διασυνδέσεων που έχουν μέχρι τώρα μελετηθεί :

1. **Ελευθέρου χώρου (free space)** : Στον τύπο αυτό διασυνδέσεων η οπτική δέσμη διαδίδεται οπτικό μέσο μεγάλου όγκου (bulk medium). Είναι ο απλούστερος αφού δεν θέτει περιορισμούς ως προς το μήκος κύματος και το εύρος ζώνης, ωστόσο υποφέρει από αποκλίσεις της δέσμης και απαίτηση για τρισδιάστατη ευθυγράμμιση.
2. **Υποβάθρου (substrate)** : Στις διασυνδέσεις αυτές η διάδοση του φωτός περιορίζεται στο εσωτερικό ενός στρώματος σχετικά μεγάλου πάχους (υπόβαθρο) μέσω του μηχανισμού της ολικής εσωτερικής ανάκλασης (total internal reflection) στα τοιχώματά του. Η γεωμετρία αυτή απαλλάσσει από την απαίτηση 3D ευθυγράμμισης ενώ η σύζευξή του σε αυτή είναι σχετικά εύκολη αφού υποστηρίζει μεγάλο αριθμό ρυθμών. Μειονεκτήματά της είναι η πολυρυθμική κυματοδότηση καθώς και η δυσκολία ανακατεύθυνσης της δέσμης.
3. **Κυματοδηγού λεπτού φιλμ (thin film waveguide)** : Η κυματοδότηση εδώ περιορίζεται και πάλι μέσω TIR αλλά σε διαστάσεις πολύ μικρότερες από το υπόστρωμα. Στη γεωμετρία αυτή η

σύζευξη είναι αρκετά δυσκολότερη (λιγότεροι ρυθμοί), προσφέρει όμως μεγαλύτερη ευελιξία ανακατεύθυνσης της δέσμης, είναι συμπαγής και ιδανική για ολοκλήρωση.

1.4 Οπτική σύζευξη

Όπως έχουμε ήδη τονίσει, η σύζευξη είναι μία από τις πιο κρίσιμες λειτουργίες, που καθορίζει τη συνολική επίδοση μιας οπτικής διασύνδεσης. Στην προσπάθεια για τη βελτιστοποίηση της έχουν εφαρμοστεί μία σειρά από μεθόδους οι κυριότερες εκ των οποίων είναι :

1. **Πρισματική σύζευξη :** Όπως υποδηλώνει και η ονομασία για τη σύζευξη αυτή χρησιμοποιείται πρίσμα που τοποθετείται σε μικρή απόσταση από τον κυματοδηγό με τον οποίο επιδιώκεται η σύζευξη. Ο ρυθμός του κυματοδηγού, μέσω της αποσβενόμενης ουράς του που φθάνει στο πρίσμα (υψηλού δείκτη διάθλασης) διεγείρει κάποιον από τους ρυθμούς ακτινοβολίας του πρίσματος οι οποίοι μεταφέρουν την ισχύ του ρυθμού στην εξωτερική περιοχή. Η αντίστροφη διαδικασία μπορεί να χρησιμοποιηθεί για σύζευξη εισόδου στον κυματοδηγό. Η τεχνική αυτή εκτός από την απαίτηση για τοποθέτηση κοντά στον κυματοδηγό, θέτει περιορισμό για τη γωνία του πρίσματος (ισοδύναμα τη γωνία πρόσπτωσης σε αυτό) και είναι ακατάλληλη για ολοκλήρωση.
2. **End fire coupling :** Χρησιμοποιείται συνήθως για τη σύζευξη οπτικών ινών σε ολοκληρωμένους κυματοδηγούς και συνίσταται στην προσέγγιση του άκρου της οπτικής ίνας σε μικρή απόσταση από την επιφάνεια εισόδου του κυματοδηγού, η οποία προηγουμένως έχει κοπεί και λειανθεί κατάλληλα. Συχνά παρεμβάλλεται και φακός για την ευθυγράμμιση της προσπίπτουσας στην επιφάνεια δέσμης. Η μέθοδος αυτή αντιμετωπίζει προβλήματα μεγάλων απωλειών ειδικά σε περιπτώσεις μεγάλης διαφοράς διαμέτρων μεταξύ οπτικής ίνας και κυματοδηγού, λόγω του μικρού αριθμητικού ανοίγματος (numerical aperture) του τελευταίου και στο μη ταιρίασμα των ρυθμών (mode mismatch) των δύο μέσων. Οι απώλειες αυτές επιδεινώνονται από φαινόμενα περίθλασης στην άκρη της οπτικής ίνας και σκέδαση στην επιφάνεια του κυματοδηγού.
3. **Ανακλαστική σύζευξη :** Στην περίπτωση αυτή χρησιμοποιείται κατάλληλη ανακλαστική επιφάνεια, π.χ. κεκλιμένη τομή ενός κυματοδηγού, επικαλυμμένη με ανακλαστικό υλικό στην οποία ανακλάται ο ρυθμός του κυματοδηγού και εξέρχεται από αυτόν. Βασικά μειονεκτήματα αυτής της μεθόδου είναι η σχετικά δύσκολη σε ολοκληρωμένο περιβάλλον υλοποίηση της και η εξάρτηση της από τη γωνία πρόσπτωσης στον ανακλαστήρα.

4. **Περιθλαστική σύζευξη** : Πρόκειται ουσιαστικά για τη χρήση φραγμάτων περίθλασης, δηλαδή περιοδικών δομών, η πρόσπτωση στις οποίες ενός κύματος προκαλεί τη διέγερση ακτινοβολίας προς επιλεγμένες κατευθύνσεις. Ο συνδυασμός τέτοιων φραγμάτων με κυματοδηγούς μπορεί να υλοποιήσει σύζευξη εισόδου και εξόδου σε αυτούς, ενώ η διαδικασία κατασκευής τους μπορεί να καταστεί πλήρως συμβατή με τις τεχνολογίες κατασκευής ολοκληρωμένων κυκλωμάτων. Επιπλέον η φασματική επιλεκτικότητα των φραγμάτων (spectral selectivity) και η δυνατότητα ρύθμισης της λειτουργίας τους μέσω της περιόδου τους, προσφέρουν σημαντική σχεδιαστική ευελιξία και τα καθιστούν ισχυρούς υποψήφιους για την υλοποίηση της οπτικής σύζευξης σε πλατφόρμες ολοκληρωμένης οπτικής. Για τους λόγους αυτούς, η κατηγορία αυτή συζευκτών αποτελεί και το αντικείμενο αυτής της εργασίας.

Τα φράγματα περίθλασης αποτελούν τον χαρακτηριστικότερο εκπρόσωπο των οπτικών στοιχείων περίθλασης (diffractive optical elements-DOEs), μίας οικογένειας διατάξεων η οποία αποτελεί πεδίο αυξανόμενου ενδιαφέροντος και έρευνας. Τα *DOEs* εξ'αιτίας ακριβώς του τρόπου κατασκευής τους που στηρίζεται στην κβαντοποίηση της δομής τους, προσφέρουν ουσιαστικά μία διακριτοποίηση της αλληλεπίδρασής τους με το φως (σε αντίθεση με την αντίστοιχη "αναλογική" των διαθλαστικών), η οποία καθιστά ευκολότερη και σε μικρότερες διαστάσεις τον έλεγχο (π.χ. μέσω lithographic tuning) της συμπεριφοράς τους (phase quantization & compensation), αυξάνοντας παράλληλα τις κατασκευαστικές ανοχές. Είναι γεγονός ότι τα τελευταία χρόνια παραδοσιακά διαθλαστικά στοιχεία, όπως φακοί και πρίσματα ή ανακλαστικά όπως καθρέφτες έχουν υλοποιηθεί σε εξαιρετικά μικρές κλίμακες με χρήση της περίθλασης. Η περαιτέρω μείωση των διαστάσεων στις τεχνολογίες κατασκευής καθιστά τα φαινόμενα περίθλασης ακόμα πιο έντονα και αντίστοιχα τις δυνατότητες αξιοποίησής τους. Για τους παραπάνω λόγους, η περιθλαστική οπτική (diffractive optics) αποτελεί σήμερα μία ερευνητική περιοχή έντονου και αναθερμαινόμενου ενδιαφέροντος, υπό το πρίσμα της μικρο και νάνο τεχνολογίας.

1.5 Συζεύκτες φραγμάτων περίθλασης

Η μελέτη των φραγμάτων περίθλασης φθάνει τόσο παλιά όσο σχεδόν και η επιστήμη της οπτικής. Η συμβολή τους, μέσω των φασματοσκοπικών τους ιδιοτήτων, στην εξερεύνηση των μυστικών της φύσης και ιδιαίτερα του μικρόκοσμου υπήρξε καθοριστική και πολύτιμο εργαλείο στην εξέλιξη της φυσικής. Σήμερα, υπό τα νέα δεδομένα που δημιουργεί η σμίκρυνση των διαστάσεων αλλά και η εξάπλωση της

χρήσης της οπτικής ακτινοβολίας τα φράγματα περίθλασης έχουν γίνει αντικείμενο μελέτης για την υλοποίηση μιας σειράς οπτικών λειτουργιών, όπως φιλτράρισμα (filtering), διαμόρφωση, εστίαση και ανακατεύθυνση δέσμης (beam shaping, focusing & steering), πολυπλεξία / αποπολυπλεξία (multiplexing / demultiplexing) και φυσικά, όπως ήδη αναφέραμε, σύζευξης. Για την τελευταία αυτή λειτουργία δύο είναι οι βασικοί τύποι φραγμάτων που έχουν προταθεί :

1. **Φράγματα επιφανειακής χάραξης (surface-relief gratings) :** Σε αυτά η περιοδική δομή ορίζεται ως περιοδική διαταραχή της επιφάνειας ενός υλικού (π.χ. του κυματοδηγού), άρα κατ'επέκταση και του δείκτη διάθλασης στη διαχωριστική επιφάνεια. Η τεχνολογία αυτή κάνει χρήση της ήδη τυποποιημένης από την κατασκευή ολοκληρωμένων κυκλωμάτων διαδικασία της λιθογραφικής χάραξης (lithographic etching) για τη δημιουργία της επιφανειακής διαταραχής.
2. **Ολογραφικά φράγματα (holographic gratings) :** Σ'αυτά η περιοδική δομή συνίσταται στην συνεχή περιοδική διαμόρφωση με ολογραφικές μεθόδους εγγραφής του δείκτη διάθλασης καθ'όλο τον όγκο ενός υλικού μέσου, γι'αυτό και συχνά τα φράγματα αυτά αναφέρονται και ως φράγματα όγκου (volume gratings). Το διαμορφωμένο υλικό μπορεί να εφάπτεται ή να βρίσκεται και εντός του υπό σύζευξη κυματοδηγού. Η τεχνολογία αυτή εκμεταλλεύεται τις σημαντικές εξελίξεις στον τομέα της ολογραφίας και την ευελιξία που αυτή προσφέρει με την αυτοματοποιημένη παραγωγή ολογραμμάτων (computer generated holograms).

Ανεξάρτητα από τον τύπο του συζεύκτη ο μηχανισμός στον οποίο στηρίζεται η λειτουργία του είναι κοινός όπως επίσης και οι προδιαγραφές που πρέπει να πληρεί. Γνωρίζουμε ότι η περίθλαση ενός κύματος παράγει ακτινοβολία προς διάφορες διευθύνσεις, γνωστές ως τάξεις περίθλασης, τόσο προς την κατεύθυνση διάδοσης του κύματος (transmitted orders) όσο και προς την αντίθετη (reflected orders). Ο λόγος της ισχύος που διοχετεύεται προς μια συγκεκριμένη διεύθυνση και κατεύθυνση προς τη συνολική περιθλώμενη ισχύ ορίζεται ως κατευθυντικότητα (directionality-preferentiality). Έτσι για παράδειγμα στην υλοποίηση ενός συζεύκτη φράγματος ολοκληρωμένου κυματοδηγού η περίθλαση παράγει ακτινοβολία προς διάφορες διευθύνσεις τόσο του καλύμματος όσο και του υποστρώματος του κυματοδηγού. Στην περίπτωση τέτοιων συζευκτών είναι επιθυμητή η μεγιστοποίηση της σύζευξης προς μια καθορισμένη διεύθυνση, π.χ. του καλύμματος και η καταστολή (suppression) της περίθλασης προς το υπόστρωμα. Για το σκοπό αυτό έχουν προταθεί διάφορες υλοποιήσεις, οι κυριότερες εκ των οποίων είναι : χάραξη κεκλιμένων (slanted-blazed) φραγμάτων, ολογράμματα κεκλιμένων μετώπων φάσης,

κυματοδηγοί διπλής χάραξης (doubly corrugated) και φράγματα με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα. Παρακάτω δίνουμε μία σύντομη αναδρομή της πορείας που ακολούθησε η έρευνα προς την κατεύθυνση αυτή.

1.6 Εξέλιξη ερευνητικών συνεισφορών

Ο *Kogelnik* πρώτος μελέτησε την περίθλαση από ολογραφικά φράγματα μεγάλου πάχους κάνοντας χρήση της θεωρίας συζευγμένων κυμάτων (coupled wave theory).¹ Την ίδια εποχή οι *Kogelnik* και *Sosnowski* ήταν οι πρώτοι που παρουσίασαν περιθλαστικά φράγματα όγκου (volume grating couplers, VGC's) αποτελούμενα από λεπτά ολογραφικά φιλμ επάνω σε κυματοδηγούς.² Με την ανάλυση της διάταξης των *Kogelnik* και *Sosnowski* ασχολήθηκαν λίγο αργότερα οι *Ogawa* και *Chang*, χρησιμοποιώντας όμως τη μέθοδο των διαταραχών για τον υπολογισμό της απόδοσης,³ ενώ πολύ πρόσφατα οι *Schultz et al.* παρουσίασαν τη σχεδίαση, κατασκευή και δοκιμή VGC's υψηλής απόδοσης και κατευθυντικότητας, με δυνατότητα εστίασης ή μη.⁴⁻⁶ Οι *Villalaz et al.* προχώρησαν τη μελέτη των VGC's εξετάζοντας την εξάρτησή της λειτουργίας τους από την πόλωση της ακτινοβολίας (*TE*, *TM*) και συμπεριέλαβαν στην ανάλυσή τους και φαινόμενα απωλειών.⁷ Οι *Wang* και *Dilaura* ήταν οι πρώτοι που πρότειναν την εισαγωγή ολογραφικών φραγμάτων στο εσωτερικό λεπτών κυματοδηγών.⁸ Για τις ίδιες διατάξεις ο *Driemeier* μελέτησε υποψήφια πολυμερή υλικά και τεχνικές οπτικής εγγραφής και ενσωμάτωσής τους σε φιλμ κυματοδηγών,^{9,10} για την ανάλυση των οποίων χρησιμοποίησε τη μέθοδο συζευγμένων κυμάτων.¹¹

Στην κατηγορία των φραγμάτων επιφανειακής χάραξης, οι *Peng* και *Tamir* μελέτησαν την επίδραση του φαινομένου του *blazing* μη συμμετρικών φραγμάτων στην κατευθυντικότητα των συζευκτών.¹² Οι *Streifer et al.* εξέτασαν την επίδραση τέτοιων φραγμάτων όταν αυτά χρησιμοποιούνται για τη σύζευξη της ακτινοβολίας *lasers GaAs : GaAlAs* με χρήση της μεθόδου των διαταραχών.¹³ Παράλληλα, οι *Aoyagi et al.* παρουσίασαν πειραματικά αποτελέσματα *blazed* φραγμάτων με εξαιρετικά υψηλή κατευθυντικότητα (~ 97%).¹⁴ Ο *Matsumoto* εξέτασε το φαινόμενο του *blazing* και για φράγματα δευτέρας τάξης (second-order gratings).²⁰ Για μεγάλο διάστημα η έρευνα στην περιοχή των φραγμάτων χάραξης αφορούσε ημιτονοειδή, ορθογωνικά και τραπεζοειδή προφίλ. Οι *Li* και *Sheard* πρώτοι πρότειναν και στη συνέχεια επέδειξαν πειραματικά τη χρήση φραγμάτων κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης για την αύξηση της κατευθυντικότητας,^{15,16} ενώ λίγο αργότερα οι *Liao et al.* χρησιμοποίησαν την ίδια γεωμετρία και για την υλοποίηση φραγμάτων με δυνατότητα εστίασης.¹⁷ Υλοποιήσεις οπτικών διασυνδέσεων βασισμένες

σε φράγματα κεκλιμένης και ορθογωνικής χάραξης παρουσιάστηκαν από τους *Miller et al.*¹⁹ και *Liao et al.*¹⁸ αντίστοιχα. Οι *Hagberg et al.* βασιζόμενοι στη ανάλυση των *Streifer et al.* σχεδίασαν και κατασκεύασαν lasers επιφανειακής εκπομπής με τη χρήση φραγμάτων ορθογωνικής και κεκλιμένης χάραξης (grating-assisted surface emitting lasers, GSELS) για την σύζευξη εξόδου της ακτινοβολίας.²²

Οι *Anvutsky et al.* πρώτοι μελέτησαν τα φαινόμενα συμβολής σε κυματοδηγούς με διπλές αυλακώσεις (doubly corrugated) και λίγο αργότερα πρότειναν την παραπάνω γεωμετρία για τη σχεδίαση συζευκτών αυξημένης κατευθυντικότητας και λειτουργίας απλής τάξης.²³⁻²⁵ Οι *Brazas et al.* χρησιμοποίησαν τη διάταξη αυτή για τη σχεδίαση συζευκτών εισόδου υψηλής απόδοσης και πρότειναν εναλλακτική τεχνική (thermal evaporation) για την κατασκευή τέτοιων διατάξεων, με έμφαση στην επίτευξη της οριζόντιας φασικής απόκλισης μεταξύ των φραγμάτων.²⁶

Οι *Agrawal et al.* πρώτοι πρότειναν για την αύξηση της κατευθυντικότητας των συζευκτών την τοποθέτηση μιας διηλεκτρικής ανακλαστικής στοίβας (dielectric stack reflector) στο υπόστρωμα του κυματοδηγού για την ανάκλαση της περιθλώμενης προς αυτό ισχύος και την ανακατεύθυνση της προς το κάλυμμα.²⁷ Την ιδέα αυτή υλοποίησαν πρώτοι οι *Roncone et al.* παρουσιάζοντας την κατασκευή τέτοιου συζεύκτη και αναφέροντας πειραματικά κατευθυντικότητα πάνω από 98%.^{28,29} Την παραπάνω τεχνική χρησιμοποίησαν αργότερα και οι *Eriksson et al.* για τη βελτιστοποίηση της απόδοσης των GSELS.²¹

1.7 Στόχοι της εργασίας

Η παρούσα εργασία στοχεύει :

1. Στη σχεδίαση συζευκτών φράγματος για την πραγματοποίηση κατακόρυφης σύζευξης εξόδου από κυματοδηγό, υψηλής απόδοσης και κατευθυντικότητας προς το κάλυμμα και λειτουργία με περίθλαση πρώτης τάξης.
2. Στην παρουσίαση για πρώτη φορά μιας κοινής σύγκρισης μεταξύ των τεσσάρων βασικών τύπων συζευκτών φράγματος, με έμφαση ενιαία σχεδίαση και κατασκευαστική συμβατότητά τους.
3. Στην εξαγωγή αποτελεσμάτων προσομοίωσης και για τις τέσσερις διατάξεις εφαρμόζοντας κοινή και αυστηρή υπολογιστική μέθοδο ανάλυσης (Rigorous Coupled Wave Analysis - Leaky Mode Approach).

4. Στη διερεύνηση της συμπεριφοράς κάθε διάταξης σε συνάρτηση με τις βασικές σχεδιαστικές της παραμέτρους.
5. Στην εξέταση της λειτουργίας των διατάξεων και για τα δύο είδη πόλωσης (TE, TM).
6. Στη μελέτη της απόκρισης μήκους κύματος (wavelength response) των διατάξεων.

1.8 Δομή εργασίας

Στο κεφάλαιο 2 περιγράφεται η δομή και ο μηχανισμός λειτουργίας συζεύκτη φράγματος κυματοδηγού, παρουσιάζεται η διαδικασία ανάλυσης μιας τέτοιας διατάξεων και η σχεδιάσή τους για υλοποίηση κατακόρυφης σύζευξης με περίθλαση πρώτης τάξης. Στη συνέχεια περιγράφεται η δομή των τεσσάρων βασικών τύπων συζευκτών, με έμφαση στα ιδιαίτερα κατασκευαστικά χαρακτηριστικά καθενός και στο μηχανισμό για την αύξηση της κατευθυντικότητας και της απόδοσής του.

Στο κεφάλαιο 3 αναπτύσσεται διεξοδικά η μέθοδος $RCWA$ για την ανάλυση πολυστρωματικών κυματοδηγών με φράγματα τόσο για TE όσο και TM πόλωση και η προσέγγιση *leaky mode* για την επίλυση του προβλήματος ιδιοτιμών. Σχολιάζονται επίσης κρίσιμα ζητήματα υπολογιστικής αστάθειας και ακρίβειας της μεθόδου.

Στο κεφάλαιο 4 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των αριθμητικών προσομοιώσεων για κάθε συζεύκτη ως προς τις βασικά χαρακτηριστικά λειτουργίας του : σταθερά διάδοσης, συντελεστή σύζευξης, κατευθυντικότητα και απόδοση σύζευξης και για τα δύο είδη πόλωσης συναρτήσει των ιδιαίτερων σχεδιαστικών παραμέτρων κάθε διάταξης. Ειδικά για μία σχεδιαστική περίπτωση από κάθε συζεύκτη πραγματοποιείται προσομοίωση της εξάρτησης της συμπεριφοράς του από το μήκος κύματος και για πόλωση TE .

Τέλος, στο κεφάλαιο 5 γίνεται περίληψη των κυριότερων συμπερασμάτων και σύγκριση μεταξύ των διατάξεων, ενώ παρουσιάζεται μία εκτίμηση της προοπτικής εξέλιξης στις εφαρμογές των συζευκτών φράγματος.

Κεφάλαιο 2

Θεωρία

2.1 Φως - συμβολή και περίθλαση

Είναι γνωστή η διττή φύση του φωτός, κυματική και σωματιδιακή. Ως κύμα η διάδοση του φωτός μπορεί να μελετηθεί τόσο ηλεκτρομαγνητικά, μέσω των εξισώσεων του *Maxwell*, όσο και με την προσέγγιση ακτίνων μέσω της γεωμετρικής οπτικής. Η ηλεκτρομαγνητική φύση του φωτός εδραιώθηκε από τον *Maxwell* το 1864, όμως ήδη από το 1690 ο *Huygens* προσπαθούσε να συμβιβάσει τα κύματα με τις ακτίνες. Συγκεκριμένα, πρότεινε να παριστάνεται το φως ως μέτωπο κύματος, όπου κάθε σημείο του μετώπου αυτού λειτουργεί ως πηγή δευτερευόντων κυμάτων, η περιβάλλουσα των οποίων ορίζει τη νέα θέση του μετώπου. Η παραπάνω πρόταση είναι γνωστή ως αρχή του *Huygens*.

Το φως, όπως και κάθε κύμα, υφίσταται τα φαινόμενα της ανάκλασης (reflection), σκέδασης (scattering), διάθλασης (refraction), συμβολής (interference) και περίθλασης (diffraction). Χαρακτηριστικότερο παράδειγμα του συνδυασμού των δύο τελευταίων αποτελεί το φράγμα περίθλασης η λειτουργία του οποίου είναι υπέρθεση της ταυτόχρονης δράσης των δύο φαινομένων. Η διαφορά μεταξύ συμβολής και περίθλασης είναι απλώς διαφορά κλίμακας. Η περίθλαση συμβαίνει όταν οι χωρικές διαστάσεις του στοιχείου που την προκαλούν είναι παραπλήσιες του μήκους κύματος του φωτός, δηλαδή $d \sim \lambda$. Σύμφωνα με την αρχή του *Huygens* όταν το μέτωπο του κύματος προσπίπτει σε ασυνέχεια τέτοιων διαστάσεων που να πληρούν την παραπάνω συνθήκη, τότε το κάθε σημείο του μετώπου στο επίπεδο της ασυνέχειας μπορεί να θεωρηθεί ως πηγή δευτερευόντων κυμάτων τα οποία διαδίδονται προς όλες τις κατευθύνσεις. Η υπέρθεση των κυμάτων αυτών δίνει το νέο μέτωπο κύματος. Με τον όρο υπέρθεση

εννοούμε την άθροιση δύο ή περισσότερων αρμονικών συνιστωσών, με διαφορετικές φάσεις μεταξύ τους, η οποία μπορεί να είναι είτε ενισχυτική είτε αναιρετική. Αντίθετα, η συμβολή αφορά την υπέρθεση κυμάτων που προέρχονται από πηγές που απέχουν μεταξύ τους απόσταση $d \gg \lambda$.

Οι δευτερεύουσες πηγές ακτινοβολίας που προβλέπονται από την αρχή του *Huygens* μπορούν να μοντελοποιηθούν ως επιφανειακές ρευματικές κατανομές στην περιθλαστική επιφάνεια πρόπτωσης του κύματος, ταλαντούμενες στην ίδια συχνότητα και συνεπώς εκπέμποντας ακτινοβολία. Εν προκειμένω για διηλεκτρικά υλικά, το προσπίπτον κύμα τη διέγερση και τον προσανατολισμό των διπόλων του υλικού εξαναγκάζοντάς τα σε ταλάντωση και απορρόφηση ενέργειας από το κύμα. Λόγω της ταλάντωσης, ένα μέρος της απορροφούμενης ενέργειας επανεκπέμπεται υπό μορφή ακτινοβολίας με ίδια χαρακτηριστικά με εκείνα της προσπίπτουσας. Τα ταλαντούμενα δίπολα μπορούν προσομοιωθούν με επιφανειακή ρευματική κατανομή πόλωσης K_{sp} (surface polarization current density). Στην περίπτωση επιφάνειας μεταξύ διηλεκτρικού και κενού με επιτρεπτότητες ϵ και ϵ_0 αντίστοιχα η κατανομή υπολογίζεται από τη συνθήκη συνέχειας της εφαπτομενικής συνιστώσας του ηλεκτρικού πεδίου και βρίσκεται :

$$\vec{K}_{sp} = -\epsilon_0 \chi_m \hat{n} \times \vec{E}_s \quad (2.1)$$

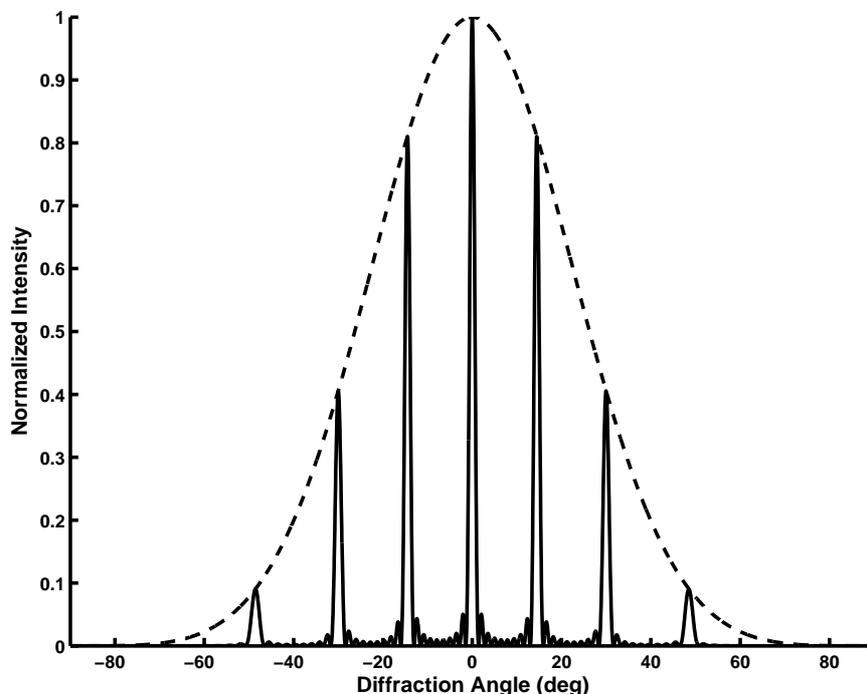
όπου E_s η εφαπτομενική επιφανειακή κατανομή του πεδίου, χ_m η επιδεκτικότητα του διηλεκτρικού και \hat{n} το μοναδιαίο κάθετο στην επιφάνεια διάνυσμα. Κάνοντας χρήση του ολοκληρώματος επαλληλίας, η ένταση του πεδίου η προερχόμενη από την εκπομπή των ρευμάτων σε οποιοδήποτε σημείου του χώρου δίνεται από τη σχέση :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \oint \nabla \frac{e^{-\vec{k}_o \cdot (\vec{r} - \vec{r}')}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \vec{K}'_{sp} d\vec{S}' \quad (2.2)$$

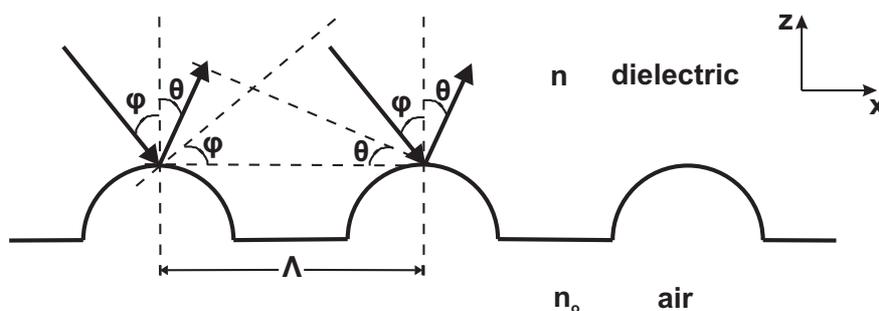
όπου r, r' οι αποστάσεις του σημείου μέτρησης και της ρευματικής πηγής από την αρχή των αξόνων αντίστοιχα. Τα τονισμένα μεγέθη αναφέρονται στη διαχωριστική επιφάνεια, πάνω στην οποία γίνεται και η ολοκλήρωση. Ανάλογα με την παραδοχή που κάνουμε για την απόσταση $|\vec{r} - \vec{r}'|$, διακρίνονται οι δύο βασικές περιοχές περίθλασης: *Fresnel* για μικρές αποστάσεις σε σχέση με το μήκος κύματος ($k_o |\vec{r} - \vec{r}'| \ll 1$) και *Fraunhofer* για μεγαλύτερες ($k_o |\vec{r} - \vec{r}'| \gg 1$).

Προκειμένου για φράγματα περίθλασης, τα οποία αποτελούνται από μία περιοδική διαταραχή (οποιασδήποτε μορφής) με περίοδο $\Lambda \sim \lambda$, η ολοκλήρωση στη σχέση (2.2) κατά μήκος μιας περιόδου δίνει την εικόνα της περίθλασης, η οποία για την περιοχή *Fraunhofer* έχει ένταση που η μεταβολή της με τη γωνία δίνεται από τη διακεκομμένη περιβάλλουσα στο σχήμα (2.1). Για ένα φράγμα μήκους $L \gg \lambda$ η υπέρθεση των περιθλάσεων από τις επιμέρους τμήματα δίνει μια εικόνα συμβολής, η ένταση της

οποίας έχει τη μορφή της συνεχούς καμπύλης του σχήματος (2.1). Παρατηρούμε ότι για δεδομένη γωνία πρόσπτωσης στο φράγμα, υπάρχουν συγκεκριμένες γωνίες περίθλασης (μετάδοσης ή ανάκλασης) στις οποίες η συμβολή είναι ενισχυτική. Τα μέγιστα αυτά αντιστοιχούν στις τάξεις της περίθλασης (diffraction orders).



Σχήμα 2.1: Ένταση ισχύος περίθλασης (*Fraunhofer*) ως προς τη γωνία περίθλασης



Σχήμα 2.2: Προσέγγιση περίθλασης με ακτίνες

Ακολουθώντας την προσέγγιση με ακτίνες και χρησιμοποιώντας τα κυματοδιανύσματα (wavevectors) μπορούμε να προσδιορίσουμε τη συνθήκη ενισχυτική συμβολής. Έστω πρόσπτωση κύματος υπό γωνία ϕ και περίθλαση για γωνία θ ως προς την κατακόρυφο, όπως φαίνεται στο σχήμα (2.2). Προκειμένου να έχουμε θετική συμβολή θα πρέπει τα δευτερεύοντα κύματα που προκύπτουν από διαδοχικά τμήματα

του φράγματος απόστασης Λ να συμβάλλουν με διαφορά δρόμου (δηλ. διαφορά φάσης) ίση με ακέραιο πολλαπλάσιο του 2π . Έτσι για τις ακτίνες του σχήματος η διαφορά φάσης πρέπει να ικανοποιεί τη συνθήκη :

$$k\Lambda \sin \phi - k\Lambda \sin \theta = 2i\pi \quad i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.3)$$

όπου k το κυματοδιάνυσμα στο διηλεκτρικό. Η τελευταία σχέση ισχύει για τις ανακλώμενες συνιστώσες της περίθλασης, όπως φαίνεται στο σχήμα, αλλά ανάλογα διαμορφώνεται και για τις συνιστώσες μετάδοσης. Από τη σχέση αυτή βρίσκουμε για δεδομένη γωνία ϕ τις γωνίες θ των μεγίστων για κάθε τιμή του i , για τις αντίστοιχες τάξεις περίθλασης. Δεδομένου ότι ισχύει $|\sin \theta| \leq 1$ είναι προφανές ότι η παραπάνω συνθήκη ικανοποιείται από πεπερασμένο αριθμό i . Οι τιμές αυτές αντιστοιχούν στις διαδιδόμενες (propagating) τάξεις, ενώ όλες οι υπόλοιπες σε αποσβενόμενες (evanescent). Στην παραπάνω σχέση ο πρώτος όρος του αριστερού μέλους εκφράζει τη διαφορά φάσης στη διέγερση των διαφόρων τμημάτων του φράγματος λόγω της γωνίας πρόσπτωσης ενώ ο δεύτερος όρος τη διαφορά φάσης λόγω της γωνίας περίθλασης. Διαιρώντας κατά μέλη με Λ και αναδιατάσσοντας τους όρους προκύπτει :

$$k \sin \theta = k \sin \phi - i \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.4)$$

Οι δύο πρώτοι όροι αντιστοιχούν στα εφαπτομενικά κυματοδιανύσματα των δύο περιοχών και ο τρίτος ορίζεται ως κυματοδιάνυσμα του φράγματος ($K = \frac{2\pi}{\Lambda}$), άρα :

$$k_{dr,x} = k_{inc,x} - iK \quad (2.5)$$

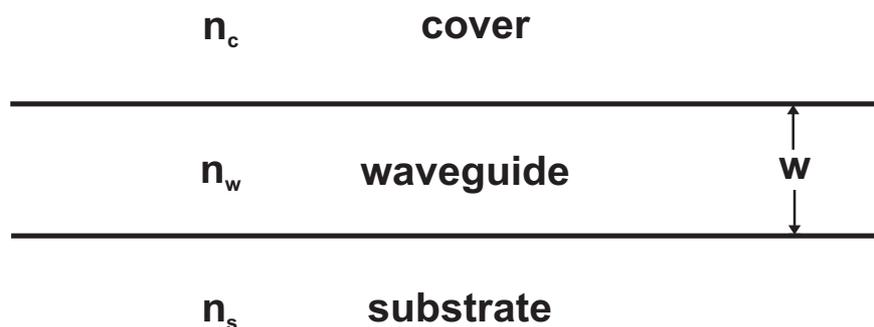
όπου $k_{dr,x}$, $k_{inc,x}$ οι οριζόντιες συνιστώσες των διανυσμάτων του περιθλώμενου και του προσπίπτοντος κύματος αντίστοιχα. Όλες οι παραπάνω σχέσεις αποτελούν ισοδύναμες εκφράσεις της εξίσωσης του περιθλαστικού φράγματος (συνθήκη Bragg) που ισχύει για κάθε φράγμα περίθλασης και είναι εναλλακτική μορφή της συνέχειας των εφαπτομενικών συνιστωσών του πεδίου.

2.2 Συζεύκτες φράγματος κυματοδηγών

Οι συζεύκτες που θα μας απασχολήσουν σ' αυτή την εργασία είναι συζεύκτες φραγμάτων κυματοδηγών, χρησιμοποιούνται δηλαδή για σύζευξη εισόδου/εξόδου σε κυματοδηγό. Συνεπώς βάση της όλης δομής αποτελεί ο διηλεκτρικός κυματοδηγός μέσα στον οποίο οδεύει το οπτικό σήμα. Στη σύγχρονη, βασισμένη στο πυρίτιο (Si-based), ολοκληρωμένη οπτική τεχνολογία κυριαρχούν οι κυματοδηγοί SiO_2 (silica glass),

υλικό που, όπως είναι γνωστό από τις αντίστοιχες οπτικές ίνες, παρουσιάζει ελάχιστα απορρόφησης στα οπτικά μήκη των 1.3 & 1.55 μm . Το SiO_2 αποτελεί ιδανική λύση καθώς είναι απόλυτα συμβατό με τις υπάρχουσες κατασκευαστικές διαδικασίες του Si καθιστώντας το εύκολα ολοκληρώσιμο σε κυκλώματα Si . Ωστόσο, σημαντικό έδαφος κερδίζει τα τελευταία χρόνια η χρήση πολυμερών υλικών, τα οποία παρουσιάζουν ιδιαίτερα ενδιαφέρουσες οπτικές ιδιότητες, εξ'αιτίας της ξεχωριστής απόκρισης του δείκτη διάθλασης. Χαρακτηριστικά παραδείγματα είναι η χρήση τους για ηλεκτροοπτική διαμόρφωση³⁰ καθώς και για την αξιοποίηση μη γραμμικών φαινομένων. Παρ'όλα αυτά, η συμβατότητα και ευκολία ενσωμάτωση των πολυμερών στην τεχνολογία ολοκλήρωσης του Si αποτελεί σημαντικό πεδίο έρευνας.

Χαρακτηριστικοί τύποι κυματοδηγών που χρησιμοποιούνται στην ολοκληρωμένη οπτική είναι οι κυματοδηγοί υπερυψωμένου και θαμμένου καναλιού (buried & ridge channel) και φέτας (slab). Και οι τρεις τύποι μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τη σχεδίαση φραγμάτων. Στην παρούσα εργασία όπου εξετάζουμε μονοδιάστατα φράγματα θα θεωρήσουμε για την απλοποίηση της ανάλυσης κυματοδηγούς με μεταβολή μόνο ως προς μία κατεύθυνση (π.χ. slab). Στο σχήμα 2.3 φαίνεται ένας τέτοιος κυματοδηγός.

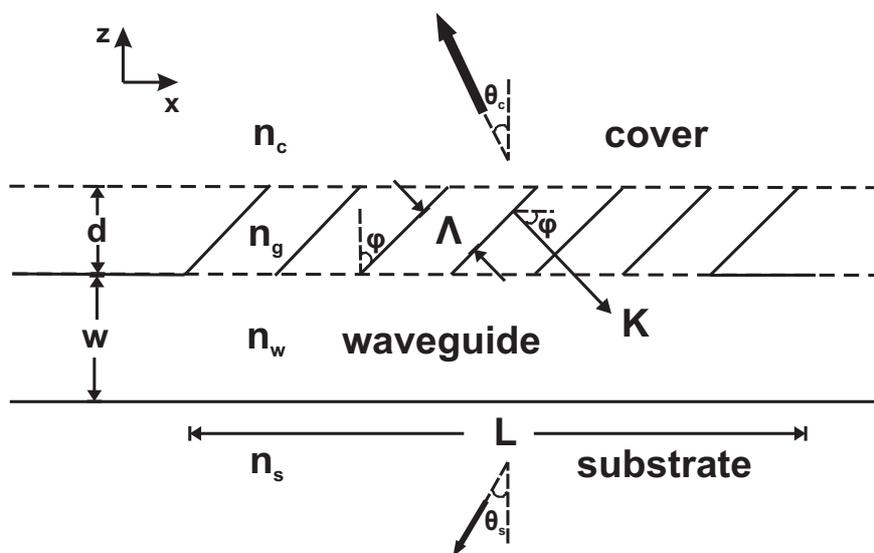


Σχήμα 2.3: Ολοκληρωμένος κυματοδηγός τύπου φέτας (slab)

Η διάταξη αποτελείται μία διηλεκτρική πλάκα (π.χ. από SiO_2 ή πολυμερές) πάχους w και δείκτη διάθλασης n_w , που αποτελεί τον πυρήνα (core) του κυματοδηγού. Η περιοχή κάτω από τον πυρήνα αντιστοιχεί στο υπόστρωμα (substrate) με δείκτη διάθλασης n_s ενώ η περιοχή πάνω από τον πυρήνα στο κάλυμμα (cover) με δείκτη διάθλασης n_c . Οι δύο τελευταίες περιοχές μαζί συνιστούν τις περιοχές επικάλυψης (cladding) του κυματοδηγού. Οι σχετικές τιμές των δεικτών διάθλασης (index contrast) σε συνδυασμό με το πάχος του κυματοδηγού καθορίζουν τόσο την κυματοδότηση (σταθερά διάδοσης) του ρυθμού στον κυματοδηγό και το βαθμό περιορισμού (confinement) του σε αυτόν όσο και το ρυθμό απόσβεσης (evanescence) του πεδίου στο κάλυμμα και το υπόστρωμα.

Με την υπόθεση ότι $n_c < n_s < n_w$ οι ρυθμοί με σταθερά διάδοσης $k_o n_s < \beta = k_o n_{eff} < k_o n_w$ αντιστοιχούν σε οδεύοντες στον κυματοδηγό ρυθμούς (guided modes), μέσω του μηχανισμού της ολικής εσωτερικής ανάκλασης (TIR), όπου $k_o = \frac{2\pi}{\lambda_o}$ η σταθερά διάδοσης ελευθέρου χώρου (free space), λ_o το μήκος κύματος ελευθέρου χώρου και n_{eff} ο ενεργός δείκτης διάθλασης (effective index) για το δεδομένο ρυθμό. Στην παρακάτω ανάλυση υποθέτουμε μονορυθμική λειτουργία του κυματοδηγού, κάτι που είναι και το επιθυμητό στις περισσότερες πρακτικές περιπτώσεις.

Προκειμένου να επιτευχθεί σύζευξη μέσω του φαινομένου της περίθλασης πρέπει με κάποιο τρόπο να διαταραχτεί η υπάρχουσα γεωμετρία του κυματοδηγού. Η διαταραχή (perturbation) αυτή υλοποιείται με τη διαμόρφωση μιας περιοδικής δομής, η οποία συνιστά το φράγμα περίθλασης. Επικρατέστερες τεχνικές για το σκοπό αυτό είναι, όπως έχουμε ήδη αναφέρει, η περιοδική χάραξη της επιφάνειας του κυματοδηγού (surface-relief grating) και η διαμόρφωση του δείκτη διάθλασης μέσω της ολογραφικής εγγραφής κατάλληλου φωτοευαίσθητου υλικού (volume holographic grating). Η γενική μορφή της διάταξης φαίνεται στο σχήμα που ακολουθεί :



Σχήμα 2.4: Σύζευκτης φράγματος

Χαρακτηριστικές παράμετροι της διάταξης είναι η περίοδος Λ του φράγματος, το πάχος του d και το μήκος του L . Εν γένει, η κατεύθυνση της περιοδικότητας δεν είναι παράλληλη προς τον άξονα διάδοσης. Το φράγμα μπορεί να περιγραφεί, όπως δείξαμε παραπάνω, από το κυματοδιάνυσμά του :

$$\vec{K} = K_x \hat{x} + K_z \hat{z} \quad (2.6)$$

όπου K_x, K_z οι συνιστώσες του K στις αντίστοιχες διευθύνσεις. Η περιοδική διαταραχή μπορεί να εκφραστεί με τη μορφή αναπτύγματος *Fourier* της σχετικής επιτρεπτότητας στην περιοχή του φράγματος :

$$\epsilon_g(x, z) = n_g^2(x, z) = \sum_{h=-\infty}^{+\infty} \alpha_h(z) e^{jh \frac{2\pi}{\Lambda_x}} \quad 0 < z < d \quad (2.7)$$

όπου $\alpha_h(z)$ οι συντελεστές *Fourier* της συνάρτησης $n_g^2(x, z)$, Λ_x η οριζόντια περίοδος και $K_x = \frac{2\pi}{\Lambda_x}$.

Το πεδίο σε κάθε εσωτερικό στρώμα (δηλ. φράγμα, κυματοδηγός) μπορεί να γραφεί, σύμφωνα με το θεώρημα του *Floquet* (1D έκφραση του θεωρήματος του *Bloch*) για διάδοση σε περιοδική δομή, ως άθροισμα απείρου πλήθους χωρικών αρμονικών :

$$\vec{U}(x, z) = \hat{y} \sum_{i=-\infty}^{+\infty} S_i(z) e^{j\beta_i x} \quad (2.8)$$

όπου $U = E, H$ για *TE, TM* πόλωση αντίστοιχα, $\beta_i = \beta_o + i \frac{2\pi}{\Lambda_x}$ η σταθερά διάδοσης για την i -οστή τάξη περίθλασης και β_o ο θεμελιώδης ρυθμός της μη διαταραγμένης (απουσία περιοδικότητας) διάταξης. Το πεδίο με τη μορφή της σχέσης (2.8) ικανοποιεί την κυματική εξίσωση (*Helmholtz*) σε κάθε περιοχή. Στην περιοχή του φράγματος ισχύει :

$$\frac{\partial^2 U(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U(x, z)}{\partial z^2} + k_o^2 n_g^2(x, z) U(x, z) = 0 \quad (2.9)$$

Αντικαθιστώντας την (2.8) στην (2.9) προκύπτει :

$$\frac{\partial^2 S_i(z)}{\partial z^2} + [k_o^2 \alpha_o - \beta_i^2] S_i(z) = -k_o^2 \sum_{h=-\infty, h \neq i}^{+\infty} \alpha_{i-h}(z) S_h(z) \quad \forall i \quad (2.10)$$

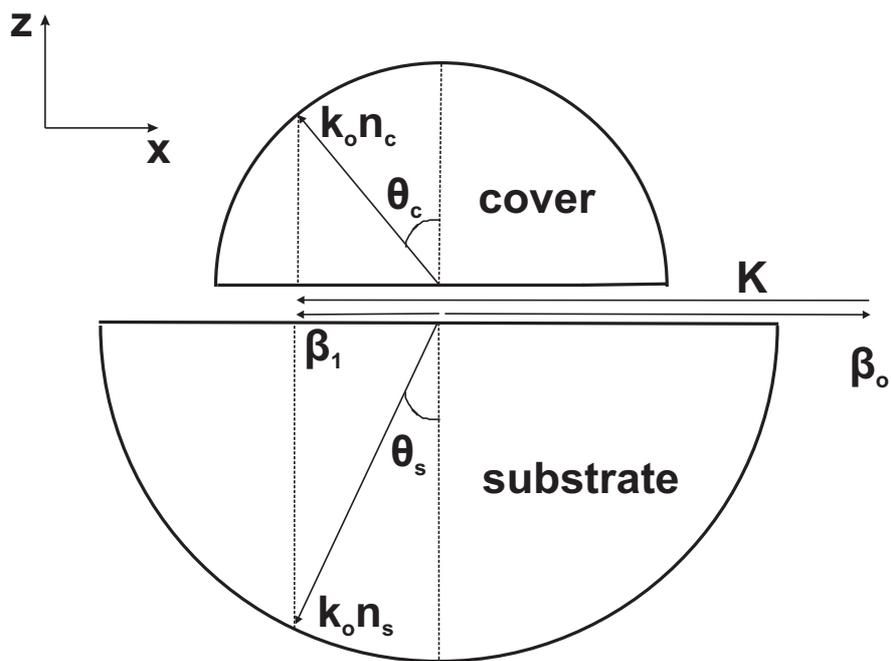
Από την εξίσωση (2.10) είναι προφανής η σύζευξη μεταξύ των τάξεων περίθλασης. Συγκεκριμένα, η τάξη i συνδέεται με την τάξη h μέσω του συντελεστή *Fourier* $\alpha_{i-h}(z)$ της $n_g^2(x, z)$. Συνεπώς, η σύζευξη επιτυγχάνεται μέσω της περιοδικότητας της δομής, όπως αυτή εδώ εκφράζεται από την περιοδικότητα της επιτρεπτότητας.

Το ερώτημα που τίθεται τώρα είναι ποιες από τις τάξεις αυτές είναι διαδιδόμενες καθώς όλες οι υπόλοιπες είναι αποσβενόμενες. Η απάντηση δίνεται από τη συνθήκη του *Bragg*, η οποία στην περίπτωση της διάταξης του συζεύκτη γράφεται :

$$\beta_i = \beta_o + iK_x = \begin{cases} k_o n_c \sin \theta_c < k_o n_c & \text{περιοχή καλύμματος} \\ k_o n_s \sin \theta_s < k_o n_s & \text{περιοχή υποστρώματος} \end{cases} \quad (2.11)$$

όπου θ_c, θ_s οι γωνίες ως προς την κατακόρυφο (θετικές δεξιά και αρνητικές αριστερά της κατακορύφου), της i -οστής τάξης περίθλασης στο κάλυμμα και στο υπόστρωμα αντίστοιχα. Οι τάξεις i που δίνουν

πραγματικές τιμές για τις γωνίες θ_c, θ_s αντιστοιχούν σε διαδιδόμενες τάξεις στις αντίστοιχες περιοχές και όλες οι υπόλοιπες σε αποσβενόμενες. Εναλλακτικά μπορεί αυτό να περιγραφεί μέσω της διανυσματικής απεικόνισης της συνθήκης *Bragg*, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.5. Οι σταθερές διάδοσης β_i κάθε τάξης i βρίσκονται είτε εντός είτε εκτός των ακτίνων $k_o n_c$ και $k_o n_s$ των ημικυκλίων που αντιστοιχούν στο κάλυμμα και στο υπόστρωμα. Οι τάξεις που βρίσκονται εντός κάθε ημικυκλίου είναι διαδιδόμενες στην αντίστοιχη περιοχή και οι σταθερές β_i αυτών αντιστοιχούν σε ρυθμούς ακτινοβολίας (radiation modes). Οι τάξεις που βρίσκονται εκτός είναι αποσβενόμενες.



Σχήμα 2.5: Διανυσματικό διάγραμμα συνθήκης *Bragg*

Η διέγερση των ρυθμών ακτινοβολίας συνιστά το μηχανισμό μέσω του οποίου πραγματοποιείται η σύζευξη. Ο κυματοδηγούμενος ρυθμός μεταφέρει ισχύ στους ρυθμούς ακτινοβολίας και μέσω αυτών η ισχύς διαδίδεται στο κάλυμμα και στο υπόστρωμα. Οι γωνίες διάδοσης σε κάθε περιοχή καθορίζονται από τις γωνίες θ_c, θ_s των αντίστοιχων τάξεων. Η μεταφορά ισχύος από τον κυματοδηγούμενο στους ακτινοβολούντες ρυθμούς συνεπάγεται ότι ο πρώτος έχει καταστεί διαρρέων (leaky), χάνει δηλαδή διαρκώς ισχύ καθώς διατρέχει την περιοχή του φράγματος, η οποία διαρρέεται στο κάλυμμα και στο υπόστρωμα. Η διαρροή αυτή υποδηλώνεται με την παρουσία φανταστικού μέρους στο συντελεστή διάδοσης, ο οποίος πλέον γράφεται :

$$\tilde{\beta}_o = (\beta_o + \Delta\beta) - j\alpha \quad (2.12)$$

όπου ο παράγοντας α ονομάζεται συντελεστής σύζευξης (coupling coefficient) και εκφράζει το ρυθμό ανά μονάδα μήκους με τον οποίο αποσβένεται η ισχύς του κυματοδηγούμενου ρυθμού. Η τιμή του α αποτελεί ένα μέτρο της έντασης με την οποία ο ρυθμός αλληλεπιδρά με το φράγμα. Ο όρος $\Delta\beta$ εκφράζει μία μεταβολή του πραγματικού μέρους του συντελεστή διάδοσης, λόγω της παρουσίας της διαταραχής του φράγματος, σε σχέση με την τιμή β_o που υπολογίζεται απουσία διαταραχής.

Στο κάλυμμα και το υπόστρωμα το πεδίο γράφεται ως άθροισμα απείρου πλήθους διαδιδόμενων και αποσβενόμενων κυμάτων :

$$\vec{U}_\ell = \hat{y} \sum_{i=-\infty}^{+\infty} T_{\ell,i} e^{-j\vec{k}_{\ell,i} \cdot \vec{r}} \quad (2.13)$$

όπου

$$\begin{aligned} \vec{k}_{\ell,i} &= k_{xi}\hat{x} + k_{\ell,zi}\hat{z} \\ k_{xi} &= \beta_o - iK_x \\ k_{\ell,zi} &= -\sqrt{k_o^2 n_\ell^2 - k_{xi}^2} \quad \text{για διαδιδόμενες τάξεις} \\ &= j\sqrt{k_{xi}^2 - k_o^2 n_\ell^2} \quad \text{για αποσβενόμενες τάξεις} \end{aligned}$$

και ο δείκτης $\ell = c, s$ για το κάλυμμα, υπόστρωμα αντίστοιχα και $T_{\ell,i}$ οι συντελεστές μετάδοσης οι οποίοι προκύπτουν από την *RCWA*. Αποδεικνύεται ότι κάθε διαδιδόμενη τάξη ακτινοβολεί ισχύ στην z διεύθυνση που δίνεται από τη σχέση :

$$P_{\ell,i} = \frac{1}{2\omega\mu_o} |T_{\ell,i}|^2 \text{Re} \left\{ \sqrt{k_o^2 n_\ell^2 - \beta_i^2} \right\} \quad (2.14)$$

Συνήθως, το μέγεθος που μας ενδιαφέρει είναι η σχετική ισχύς κάθε τάξης που ονομάζεται απόδοση περίθλασης (diffraction efficiency, *DE*) ή κατευθυντικότητα (preferentiality, η), που ορίζεται ως ο λόγος της ισχύος που ακτινοβολείται από μία συγκεκριμένη τάξη σε κάποια περιοχή προς τη συνολική ισχύ όλων των διαδιδόμενων τάξεων σε όλες τις περιοχές, δηλαδή :

$$\eta_{\ell,i} = \frac{P_{\ell,i}}{\sum_i P_{c,i} + \sum_i P_{s,i}} \quad (2.15)$$

Είναι επίσης σημαντικό να γνωρίζουμε τη σχετική ισχύ που έχει συζευχθεί σε κάθε τάξη ως προς την αρχική ισχύ του ρυθμού. Έστω P_o η ισχύς του ρυθμού στην είσοδο του συζεύκτη. Τότε μετά από

απόσταση x εντός του συζεύκτη η εναπομείνουσα ισχύς του ρυθμού είναι :

$$P(x) = P_o e^{-2\alpha x} \quad (2.16)$$

Η ισχύς που έχει συζευχθεί σε ακτινοβολία στο κάλυμμα και στο υπόστρωμα είναι :

$$P_r(x) = \sum_i P_{c,i} + \sum_i P_{s,i} = P_o - P_o e^{-2\alpha x} = P_o (1 - e^{-2\alpha x}) \quad (2.17)$$

Άρα η ισχύς κάθε τάξης είναι :

$$P_{\ell,i}(x) = \eta_{\ell,i} P_o (1 - e^{-2\alpha x}) \quad (2.18)$$

Το πηλίκο της ισχύος κάθε τάξης προς την αρχική ισχύ του ρυθμού ορίζει την απόδοση σύζευξης (coupling efficiency, CE) της αντίστοιχης τάξης, άρα είναι :

$$CE_{\ell,i} = \eta_{\ell,i} (1 - e^{-2\alpha x}) \quad (2.19)$$

Για συζεύκτη μήκους L , η συνολική απόδοση σύζευξης κάθε τάξης είναι :

$$CE_{\ell,i} = \eta_{\ell,i} (1 - e^{-2\alpha L}) \quad (2.20)$$

Είναι σαφές από τα παραπάνω ότι η ισχύς του αρχικού ρυθμού μοιράζεται σε όλες τις διαδιδόμενες τάξεις, τόσο στο κάλυμμα όσο και στο υπόστρωμα. Το γεγονός αυτό είναι συνήθως αρνητικό σε εφαρμογές όπου επιθυμούμε σύζευξη απλού καναλιού (μία μόνο τάξη περίθλασης), προς μία δηλαδή κατεύθυνση, αφού σημαντικό ποσοστό της ισχύος διοχετεύεται προς ανεπιθύμητες κατευθύνσεις (τάξεις), με αποτέλεσμα τη μείωση της απόδοσης σύζευξης της επιθυμητής τάξης και κατ'επέκταση της όλης διάταξης. Για το σκοπό αυτό, επιδιώκουμε τη σχεδίαση του συζεύκτη με τέτοιο τρόπο ώστε να διεγείρεται μόνο μία διαδιδόμενη τάξη (single order coupler), καθιστώντας τις υπόλοιπες αποσβενόμενες. Μία τέτοια σχεδίαση παρουσιάζεται στην ενότητα που ακολουθεί.

2.3 Σχεδίαση συζεύκτη κατακόρυφης σύζευξης και απλής τάξης περίθλασης

Σε ολοκληρωμένες πολυεπίπεδες (multiplanar) τεχνολογίες, όπου είναι απαραίτητη η επικοινωνία μεταξύ των διαφόρων στρωμάτων, είναι επιθυμητό οι συζεύκτες τύπου φράγματος να σχεδιάζονται έτσι ώστε να επιτελούν κατακόρυφη σύζευξη, δηλαδή η ισχύς να ακτινοβολείται κάθετα στην επιφάνεια του κυματοδηγού. Επιπλέον, προκειμένου να αυξηθεί η απόδοση σύζευξης της επιθυμητής τάξης, όπως αναφέραμε παραπάνω, επιδιώκεται η λειτουργία του συζεύκτη με περίθλαση απλής τάξης.

Επιθυμούμε η γωνία εξόδου της δέσμης ως προς την κάθετο στην περιοχή του καλύμματος να είναι $\theta_c = 0^\circ$. Στην πράξη, ωστόσο, δίνουμε μία ελάχιστη απόκλιση στη δέσμη της τάξης των $\theta_c \sim -2^\circ$ (near normal coupling), όπου το πρόσημο (-) υποδηλώνει τη θέση της γωνίας ως προς την κατακόρυφο. Η εξερχόμενη δέσμη αντιστοιχεί στην πρώτη θετική τάξη περίθλασης ($i = +1$) (βλ. σχήμα (2.5)). Από τη συνθήκη *Bragg* (2.2), λύνουμε ως προς την περίοδο Λ_x .

$$\Lambda_x = \frac{2\pi}{\beta_o - k_o n_c \sin \theta_c} \quad (2.21)$$

Έχοντας προσδιορίσει το β_o από την επίλυση του προβλήματος ιδιοτιμών της μη διαταραγμένης διάταξης, υπολογίζουμε από τη σχέση (2.21) την οριζόντια περίοδο Λ_x του φράγματος, ώστε να επιτευχθεί δεδομένη γωνία εξόδου θ_c της δέσμης στο κάλυμμα, για δεδομένο επίσης μήκος κύματος ελευθέρου χώρου λ_o . Γνωρίζοντας πλέον την περίοδο μπορούμε να υπολογίσουμε και τη γωνία της περιθλώμενης δέσμης στο υπόστρωμα :

$$\theta_s = \sin^{-1} \left(\frac{\beta_o - \frac{2\pi}{\Lambda_x}}{k_o n_s} \right) \quad (2.22)$$

Ο λόγος για τον οποίο δόθηκε αυτή η απόκλιση στη γωνία είναι προκειμένου να αποφευχθεί περίθλαση δευτέρας τάξης (second order diffraction). Έστω π.χ. ότι $\theta_c = 0^\circ$. Τότε από την (2.21) έχουμε :

$$\Lambda_x = \frac{2\pi}{\beta_o} \quad (2.23)$$

Τότε όμως, από τη συνθήκη *Bragg* για την δεύτερη θετική τάξη ($i = +2$) προκύπτει :

$$\beta_o - 2 \cdot \frac{2\pi}{\Lambda_x} = \beta_o - 2\beta_o = -\beta_o \quad (2.24)$$

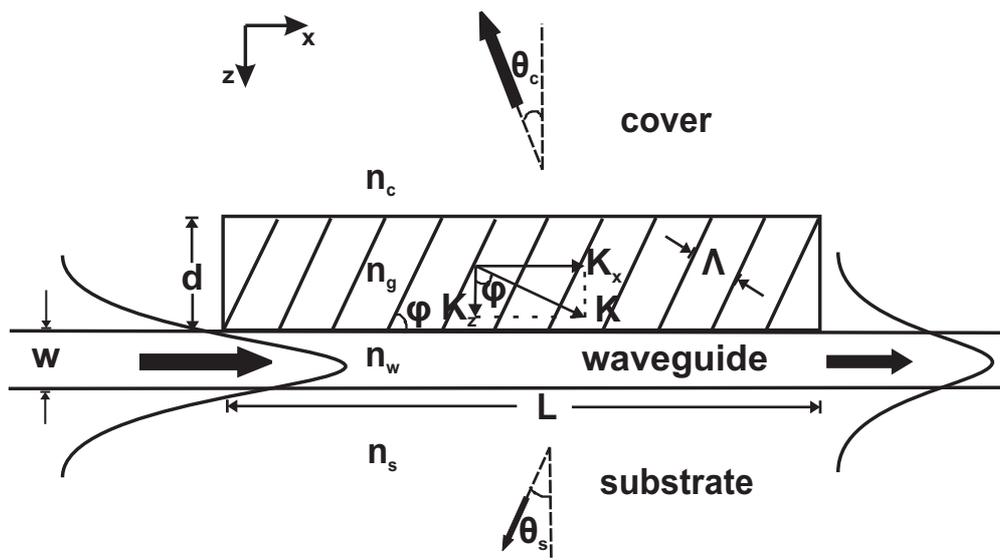
Συνεπώς, προκαλείται διέγερση του προς τα πίσω οδεύοντος (backward guided) θεμελιώδους ρυθμού ($-\beta_o$) του κυματοδηγού, με αποτέλεσμα τη δημιουργία ανάκλασης στο εσωτερικό του κυματοδηγού. Το φαινόμενο αυτό χρησιμοποιείται στις περιπτώσεις σχεδίασης φίλτρων και κατανεμημένων ανακλαστών (distributed *Bragg* reflectors, DBRs), είναι όμως ανεπιθύμητο στην περίπτωση συζευκτών. Ομοίως αποδεικνύεται ότι αν η γωνία θ_c επιλεγεί θετική τότε θα υπάρξει περίθλαση δευτέρας τάξης με διαρροή ισχύος τόσο στο κάλυμμα όσο και στο υπόστρωμα. Συνεπώς, η επιλογή $\theta_c \sim -2^\circ$ είναι η μόνη που συνδυάζει σχεδόν κατακόρυφη σύζευξη με την εξασφάλιση περίθλασης απλής τάξης.

Από τα παραπάνω γίνεται σαφές ότι, αν και μπορούμε να εξασφαλίσουμε λειτουργία με μία τάξη περίθλασης, αυτό το οποίο δεν μπορούμε να αποφύγουμε είναι η διαρροή τόσο στο κάλυμμα όσο και στο υπόστρωμα. Συνήθως είναι επιθυμητή η σύζευξη προς μία μόνο κατεύθυνση (π.χ. στο

κάλυμμα). Η διαρροή και στις δύο περιοχές έχει σαν αποτέλεσμα τη μείωση της κατευθυντικότητας η_c και κατ'επέκταση και της αντίστοιχης απόδοσης σύζευξης CE_c . Επιπλέον, η διαρροή στην ανεπιθύμητη κατεύθυνση (π.χ. στο υπόστρωμα) μπορεί να δημιουργήσει παρεμβολή (crosstalk) σε γειτονικούς κυματοδηγούς ή διατάξεις. Για την αύξηση της κατευθυντικότητας η_c των συζευκτών φράγματος έχουν προταθεί διάφορες τεχνικές, οι βασικότερες εκ των οποίων παρουσιάζονται στις επόμενες ενότητες.

2.4 Συζεύκτης ολογραφικού φράγματος

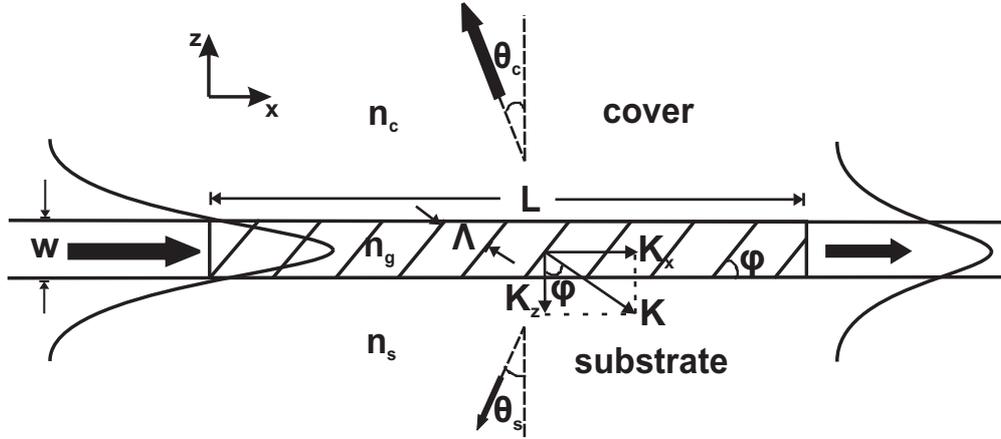
Συζεύκτες ολογραφικών φραγμάτων παρουσιάστηκαν για πρώτη φορά από τους *Kogelnik* και *Sosnowski*.² Το φράγμα αποτελείται από κατάλληλο φωτοευαίσθητο, συνήθως πολυμερές, υλικό. Τέτοια υλικά παρουσιάζουν φωτο-διαθλαστικές (photorefractive) ιδιότητες, δηλαδή ο δείκτης διάθλασής τους μπορεί να αλλάξει με την έκθεση τους σε ακτινοβολία. Ένα τέτοιο φράγμα με περιοδική διαμόρφωση του δείκτη διάθλασης εναποτίθεται υπό τη μορφή λεπτού φίλμ πάνω στον κυματοδηγό σχηματίζοντας τη διάταξη του συζεύκτη, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.1.



Σχήμα 2.6: Συζεύκτης ολογραφικού φράγματος με το φράγμα στο κάλυμμα

Λόγω του ότι η δημιουργία του φράγματος συνίσταται στη διαμόρφωση του δείκτη διάθλασης σε όλο τον όγκο του φίλμ και όχι σε επιφανειακή χάραξη της επιφάνειάς του, οι αντίστοιχοι συζεύκτες είναι γνωστοί και ως συζεύκτες φραγμάτων όγκου (volume grating couplers). Μία εναλλακτική υλοποίηση της διάταξης προτάθηκε από τους *Wang* και *DiLaura*⁸ και περιλαμβάνει την τοποθέτηση του ολογραφικού

φίλμ στο εσωτερικό του κυματοδηγού, όπως φαίνεται στο σχήμα (2.7). Παρόμοιες υλοποιήσεις έχουν επίσης παρουσιαστεί από τον *Driemeier*¹⁰ και τους *Villalaz et al.*⁷



Σχήμα 2.7: Συζεύκτης ολογραφικού φράγματος με το φράγμα στον κυματοδηγό

Το φράγμα περιγράφεται από το κυματοδιάνυσμά του, το οποίο γενικά γράφεται :

$$\vec{K} = K_x \hat{x} + K_z \hat{z} = \frac{2\pi}{\Lambda} (\sin \phi \hat{x} + \cos \phi \hat{z}) \quad (2.25)$$

όπου ϕ είναι η γωνία κλίσης (slant angle) των επιπέδων φάσης του δείκτη διάθλασης. Με κατάλληλη επιλογή της γωνίας αυτής μπορεί να μεγιστοποιηθεί η απόδοση περίθλασης μιας ορισμένης τάξης. Ειδικότερα, η τιμή της γωνίας η οποία μεγιστοποιεί την απόδοση της πρώτης περιθλώμενης τάξης είναι γνωστή ως γωνία *Bragg* ϕ_B . Με δεδομένο, όπως εξηγήσαμε παραπάνω, ότι η οριζόντια συνιστώσα \vec{K}_x καθορίζει, μέσω της αντίστοιχης περιόδου, τη λειτουργία απλής τάξης καθώς και την επιθυμητή γωνία εξόδου της δέσμης, είναι προφανές ότι η κατακόρυφη συνιστώσα \vec{K}_z είναι εκείνη η οποία μέσω της γωνίας ϕ επηρεάζει την απόδοση της σύζευξης.

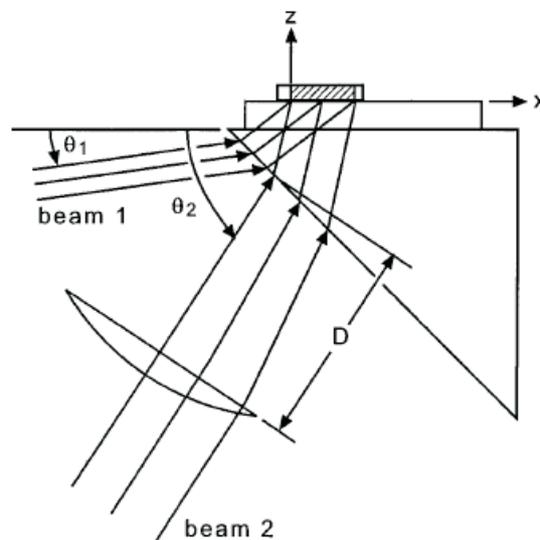
Η περιοδική διαμόρφωση της σχετικής επιτρεπτότητας μπορεί να γραφεί στη μορφή :

$$\epsilon_g(x, z) = n_g^2 + \epsilon_1 \cos (K_x \hat{x} + K_z \hat{z}) \quad (2.26)$$

όπου n_g ο δείκτης διάθλασης του υλικού πριν την εγγραφή, $\epsilon_1 = 2n_g \Delta n$ και Δn ο δείκτης διαμόρφωσης. Στην παραπάνω έκφραση μπορεί να συμπεριληφθεί και μεγαλύτερος αριθμός αρμονικών, ωστόσο η πλειοψηφία των πραγματικών ολογραφικών φραγμάτων προσεγγίζεται ικανοποιητικά από τη θεμελιώδη αρμονική.

Ο μηχανισμός της σύζευξης συνίσταται στην αλληλεπίδραση του οδεύοντος ρυθμού στον κυματοδηγό με το φράγμα του περιοδικού δείκτη διάθλασης. Στην περίπτωση που το φράγμα βρίσκεται στην περιοχή του καλύμματος τότε αυτό αλληλεπιδρά με την αποσβενόμενη "ουρά" του πεδίου, ενώ όταν το φράγμα βρίσκεται ενσωματωμένο μέσα στον κυματοδηγό αλληλεπιδρά άμεσα με τον οδεύον ρυθμό, άρα και με το μεγαλύτερο μέρος της κυματοδηγούμενης ισχύος. Είναι προφανές ότι στη δεύτερη περίπτωση ο συντελεστής σύζευξης είναι μεγαλύτερος, άρα και η απόδοσή της. Παρ'όλα αυτά, η χρήση του φωτοευαίσθητου υλικού ως πυρήνα του κυματοδηγού αυξάνει σημαντικά τις απώλειες διάδοσης, καθώς είναι υλικό βελτιστοποιημένο για ολογραφική εγγραφή και όχι για διάδοση χαμηλών απωλειών όπως τα κλασσικά υλικά πυρήνων (π.χ. SiO_2). Ο συντελεστής σύζευξης εξαρτάται επίσης και από το δείκτη διαμόρφωσης Δn . Όσο μεγαλύτερος είναι αυτός τόσο ισχυρότερη και η σύζευξη, ωστόσο η τιμή του περιορίζεται από τα χαρακτηριστικά του υλικού καθώς και την τεχνολογία εγγραφής ($\Delta n_{max} \sim 0.03$).

Όπως ήδη αναφέρθηκε, η περιοδική διαμόρφωση του δείκτη διάθλασης του φράγματος συντελείται με ολογραφική εγγραφή. Η μέθοδος αυτή συνίσταται στη συμβολή δύο σύμφωνων (coherent) δεσμών (συνήθως UV) στο εσωτερικό του φωτοευαίσθητου υλικού με αποτέλεσμα τη δημιουργία στάσιμου κύματος. Η διακύμανση της εντοπισμένης (localized) έντασης κατά μήκος του στάσιμου κύματος προκαλεί την αντίστοιχη απόκλιση του υλικού με τη μεταβολή του δείκτη διάθλασης. Μία τυπική διάταξη εγγραφής φαίνεται στο σχήμα (2.8).⁶



Σχήμα 2.8: Διάταξη εγγραφής ολογραφικού φράγματος

Η χρήση πρισμάτων υψηλού δείκτη διάθλασης είναι απαραίτητη για να προσδώσει την επιθυμητή γωνία κλίσης στα επίπεδα φάσης του φράγματος. Η περίοδος του φράγματος εξαρτάται από τις γωνίες πρόσπτωσης των δεσμών στο επίπεδο του υλικού. Αποδεικνύεται ότι η εφαπτομενική συνιστώσα του \vec{K}_x δίνεται από τη σχέση :

$$K_x = \frac{2\pi}{\lambda_{uv}} n_g (\sin \theta_1 - \sin \theta_2) \quad (2.27)$$

όπου λ_{uv} το μήκος κύματος ελευθέρου χώρου της υπεριώδους δέσμης, n_g ο δείκτης διάθλασης του πολυμερούς υλικού πριν την εγγραφή και θ_1, θ_2 οι γωνίες των δύο δεσμών ως προς το οριζόντιο επίπεδο στο εσωτερικό του φράγματος. Στην περίπτωση που επιθυμούμε το φράγμα να έχει και δυνατότητα εστίασης τότε αρκεί να καταστεί το \vec{K}_x συνάρτηση της οριζόντιας απόστασης x (chirping). Αυτό ενσωματώνεται εύκολα στην παραπάνω διάταξη με την παρεμβολή ενός φακού στην πορεία μιας εκ των δύο δεσμών, π.χ. της δέσμης 2, οπότε προκύπτει $\theta_2 = \theta_2(x)$, άρα και $K_x = K_x(x)$. Δεδομένου ότι η αλληλεπίδραση μεταξύ οδεύοντος ρυθμού και φράγματος είναι ισχυρότερη στη διαχωριστική επιφάνεια μεταξύ κυματοδηγού και φράγματος, είναι προτιμητέο η πρόσπτωση των δεσμών εγγραφής να γίνεται από την πλευρά του κυματοδηγού, ώστε να συμβεί η εντονότερη διαμόρφωση του δείκτη κοντά στην επιφάνεια αυτή. Επιπλέον, η διαμόρφωση Δn που παράγεται είναι τόσο μεγαλύτερη όσο μεγαλύτερη είναι η διακύμανση μεταξύ ελάχιστης και μέγιστης έντασης του στάσιμου κύματος. Η μεγιστοποίηση της διακύμανσης επιτυγχάνεται όταν οι εντάσεις των δύο δεσμών που φθάνουν στο φράγμα είναι ίσες. Η κατανομή της έντασης του στάσιμου κύματος στο φράγμα δίνεται τότε από τη σχέση :

$$I(x) = 2I_o[1 + \cos(Kx)] \quad (2.28)$$

όπου I_o η ένταση των δεσμών.

Εν γένει, η τεχνολογία των ολογραφικών συζευκτών προσφέρει τα πλεονεκτήματα της ευκολίας και οικονομίας κατασκευής, δεδομένου ότι τα φωτοευαίσθητα υλικά είναι εμπορικά διαθέσιμα υπό τη μορφή φιλμ, τα οποία είναι έτοιμα προς εναπόθεση στον κυματοδηγό και περαιτέρω επεξεργασία. Επιπλέον, η μέθοδος αυτή απαλλάσσει από τα στάδια χημικής κατεργασίας που περιλαμβάνει η κατασκευή φραγμάτων επιφανειακής χάραξης. Ωστόσο, υφίστανται και ορισμένα μειονεκτήματα που σχετίζονται, ως επί το πλείστον, με τη φύση και τα χαρακτηριστικά των πολυμερών υλικών. Τέτοια προβλήματα είναι οι αυξημένες απώλειες των υλικών, η δυναμική απόκριση και μεταβολή των αρχικών τους ιδιοτήτων κατά τη διάρκεια της όλης επεξεργασίας (material dynamics) καθώς και η πρόσφυση (adhesion) του φιλμ στην επιφάνεια του κυματοδηγού. Για τους παραπάνω λόγους ή έρευνα και εξέλιξη στην τεχνολογία

των πολυμερών υλικών και των διαδικασιών επεξεργασίας είναι συνεχής.

2.5 Συζεύκτης φράγματος κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης

Στους συζεύκτες φραγμάτων επιφανειακής χάραξης (surface-relief gratings), όπως υποδηλώνει και η ονομασία τους, το φράγμα περίθλασης σχηματίζεται με την περιοδική χάραξη (etching) της επιφάνειας του κυματοδηγού. Διάφορα προφίλ έχουν προταθεί και μελετηθεί για το σχήμα του φράγματος. Τα ορθογωνικά και ημιτονοειδή προφίλ είναι τα πιο εύκολα υλοποιήσιμα, ωστόσο λόγω της συμμετρικότητά τους παρουσιάζουν σχεδόν ίση κατανομή της ισχύος προς το κάλυμμα και το υπόστρωμα ($\eta, CE \sim 50\%$). Ειδικά τα ορθογωνικά φράγματα, εξαιτίας της απλής κατασκευής τους, προτιμούνται στις περιπτώσεις που είναι επιθυμητή η χρήση τους όχι σαν συζεύκτες εισόδου/εξόδου (in/out couplers), αλλά ως κατανεμημένοι ανακλαστές (distributed Bragg reflectors, DBRs). Η απαίτηση για αύξηση της κατευθυντικότητας οδήγησε στην αναζήτηση μη συμμετρικών προφίλ, όπως τραπεζοειδή και τριγωνικά. Τέτοια μη συμμετρικά φράγματα είναι γνωστά και ως *blazed* φράγματα και εμφανίζουν μεγιστοποίηση της περίθλασης προς μία συγκεκριμένη κατεύθυνση, η οποία ορίζεται από τη γωνία *blaze*. Ειδική κατηγορία των τραπεζοειδών φραγμάτων αποτελούν τα φράγματα παραλληλόγραμμης ή κεκλιμένης (slanted) χάραξης. Η σύγκρισή¹⁵ τους με τα τραπεζοειδή και τα τριγωνικά έδειξε ότι παρουσιάζουν εντονότερο το φαινόμενο του *blazing*. Ένας τέτοιος συζεύκτης φαίνεται στο σχήμα (4.5).

Το φράγμα έχει κατακόρυφο πάχος d , περίοδο Λ και γωνία κλίσης ϕ . Το κυματοδιάνυσμα του φράγματος ορίζεται ως :

$$\vec{K} = K_x \hat{x} + K_z \hat{z} = \frac{2\pi}{\Lambda} (\cos \phi \hat{x} + \sin \phi \hat{z}) \quad (2.29)$$

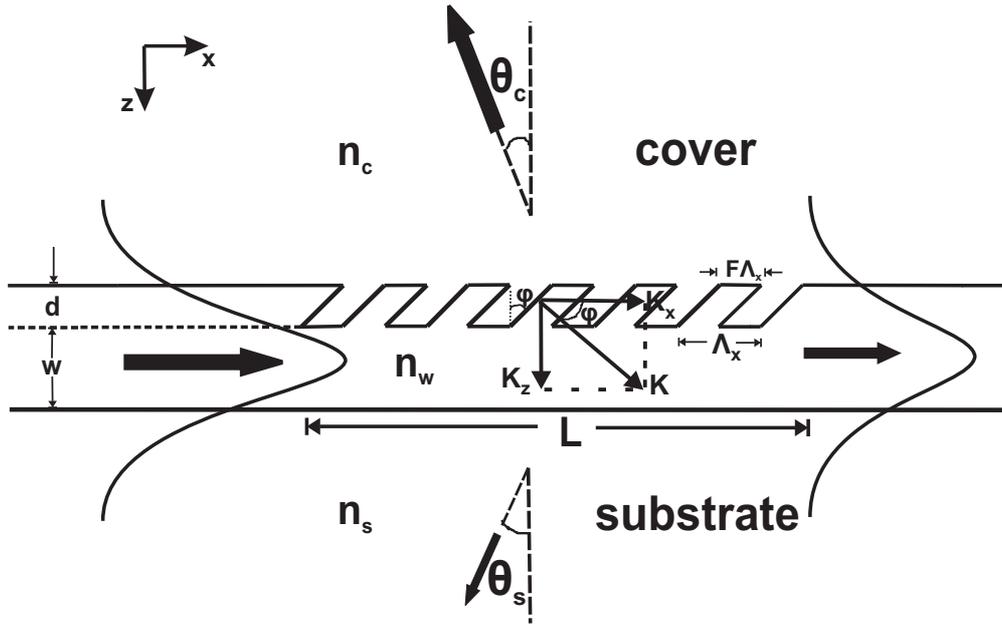
Το οριζόντιο πλάτος ℓ της κορυφής (ridge) του φράγματος σε σχέση με την οριζόντια περίοδο $\Lambda_x = \frac{\Lambda}{\cos \phi}$ ορίζει ένα χαρακτηριστικό μέγεθος της διάταξης, γνωστό ως *filling factor* F (ή duty cycle) :

$$F = \frac{\ell}{\Lambda_x} \quad (2.30)$$

Με τη βοήθεια αυτού του μεγέθους η περιοχή του φράγματος μπορεί να αντικατασταθεί από ένα ομογενές στρώμα, ίδιου πάχους και σταθερού ενεργού δείκτη διάθλασης (effective index) :

$$n_{g,eff} = n_w F + n_c (1 - F) \quad (2.31)$$

Η διάταξη που προκύπτει από την παραπάνω αντικατάσταση θεωρείται ως η μη διαταραγμένη (*unperturbed*), χωρίς δηλαδή την παρουσία της περιοδικής διαταραχής, και μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την



Σχήμα 2.9: Συζεύκτης κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης

εκτίμηση του θεμελιώδους οδεύοντος ρυθμού β_o .

Η σχετική επιτρεπτότητα μπορεί να εκφραστεί στη μορφή που αναφέρθηκε παραπάνω :

$$n_g^2(x, z) = \sum_{h=-\infty}^{+\infty} \alpha_h(z) e^{jh \frac{2\pi}{\Lambda_x}} \quad 0 < z < d \quad (2.32)$$

όπου $\alpha_o(z) = \alpha_o = n_{g,eff}^2$ και οι συντελεστές $\alpha_h(z)$ είναι οι συντελεστές *Fourier* της περιοδικής, τμηματικά συνεχούς συνάρτησης $n_g^2(x, z)$.

Το οδεύον κύμα περιθλάται ($\lambda_o \sim \Lambda$) καθώς συναντά την περιοδική διαταραχή του δείκτη διάθλασης, οι συντελεστές του οποίου προκαλούν τη σύζευξη προς τις διάφορες διαδιδόμενες και αποσβενόμενες τάξεις. Στην περίπτωση της επιφανειακής χάραξης η περιοδική μεταβολή που παράγεται δεν είναι συνεχής, αφού η μετάβαση από περιοχή υψηλού δείκτη διάθλασης (n_w -ridge) σε αντίστοιχη χαμηλού (n_c -groove) είναι απότομη, σε αντίθεση με τα ολογραφικά φράγματα όπου η διακύμανση είναι συνεχής και ομαλή. Αυτή ακριβώς η απότομη μεταβολή κάνει εντονότερο το φαινόμενο της περίθλασης, άρα μεγαλύτερο και το συντελεστή σύζευξης α . Στην ένταση της περίθλασης συμβάλει και το πάχος του φράγματος d , καθώς όσο μεγαλύτερο είναι αυτό τόσο μεγαλύτερη είναι η περιοχή αλληλεπίδρασης του κύματος με το φράγμα. Πάντως, το βάθος χάραξης πρέπει να επιλέγεται σε συνάρτηση με το πάχος του κυματοδηγού ώστε να μην αλλοιώνει τα χαρακτηριστικά κυματοδότησης. Ο παράγοντας F συμμετέχει στη διαμόρφωση της τιμής του συντελεστή σύζευξης μέσω του ενεργού δείκτη διάθλασης $n_{g,eff}$. Όσο

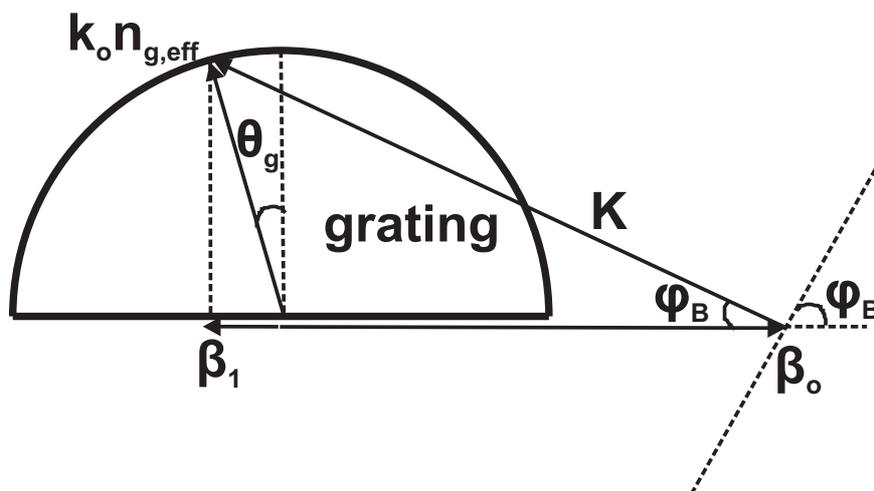
υψηλότερος είναι ο παραπάνω δείκτης τόσο πιο αργή είναι η απόσβεση του οδεύοντος κύματος στην περιοχή του φράγματος, δηλαδή τόσο μεγαλύτερη η διείσδυσή του στην περιοχή αυτή, άρα εντονότερη και η αλληλεπίδραση.

Είναι σαφές ότι το κρίσιμο μέγεθος για τη λειτουργία της διάταξης είναι η γωνία κλίσης *blaze* αφού σ' αυτή μεγιστοποιείται η περιθλώμενη προς το κάλυμμα ισχύς. Ένας γρήγορος τρόπος υπολογισμού της γωνίας αυτής για δεδομένη γωνία εξόδου της δέσμης στο κάλυμμα είναι με την εφαρμογή της συνθήκης *Bragg* στην περιοχή του φράγματος, όπως φαίνεται στο σχήμα (2.10), κάνοντας χρήση του ενεργού δείκτη $n_{g,eff}$ ως εξής :

$$K_z = \sqrt{(k_o n_{g,eff})^2 - (\beta_o - K_x)^2} \quad (2.33)$$

$$\tan \phi_b = \frac{K_z}{K_x} \quad (2.34)$$

όπου το διάνυσμα K_x έχει προσδιοριστεί από τη συνέχεια των εφαπτομενικών κυματοδιανυσμάτων για



Σχήμα 2.10: Διανυσματική συνθήκη *Bragg* στην περιοχή του φράγματος

δεδομένη γωνία εξόδου στο κάλυμμα, όπως αναφέρθηκε προηγουμένως. Πάντως πρέπει να τονιστεί ότι η εξίσωση (2.34) δίνει μόνο μια προσέγγιση της γωνίας *blaze* καθώς η ισχύς της συνθήκης *Bragg* στην περιοχή του φράγματος είναι προσεγγιστική. Η ακρίβεια της προσέγγισης είναι τόσο καλύτερη όσο μικρότερο είναι το μέγεθος διαταραχής του φράγματος. Ακριβέστερο προσδιορισμό της γωνίας ϕ_b παρέχει η αυστηρή ηλεκτρομαγνητική προσομοίωση της διάταξης σε συνάρτηση με τη γωνία κλίσης ϕ .

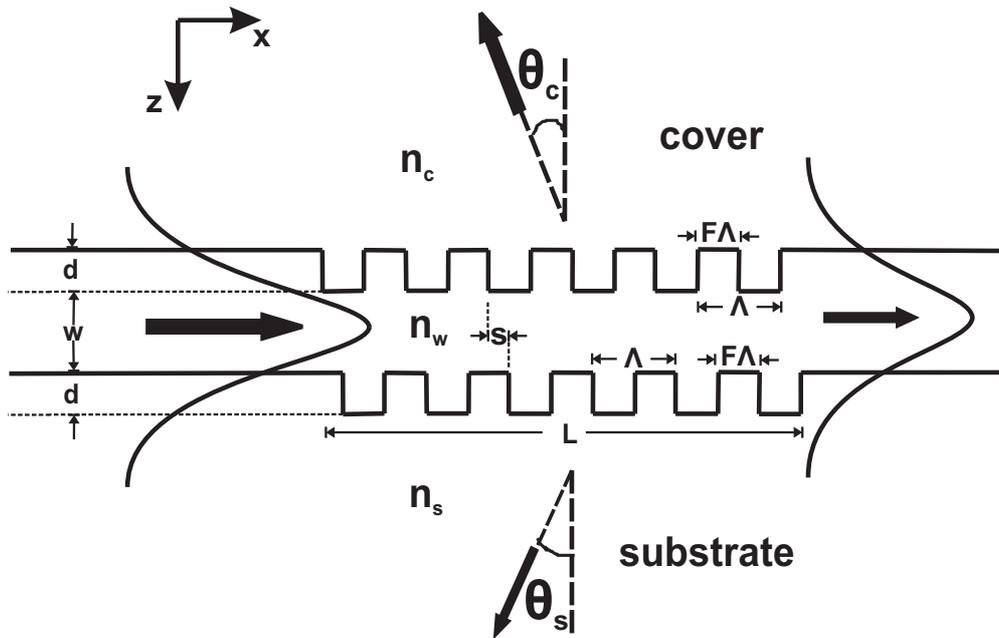
Η διαδικασία κατασκευής φραγμάτων επιφανειακής χάραξης είναι αρκετά τυποποιημένη καθώς χρησιμοποιεί τις ήδη υπάρχουσες διαδικασίες επίπεδης επεξεργασίας της μικροηλεκτρονικής. Σε

γενικές γραμμές η διαδικασία αποτελείται από δύο βασικά στάδια, εκείνο του διδιάστατου καθορισμού του μοτίβου (*2D pattern definition*) και εκείνο της τρι-διάστατης μεταφοράς του μοτίβου στην επιφάνεια του κυματοδηγού (*3D pattern transfer*). Το μοτίβο αρχικά σχεδιάζεται σε δύο διαστάσεις στην επιφάνεια κατάλληλου φωτοευαίσθητου υλικού (*photoresist*), που έχει προηγουμένως εναποτεθεί στην επιφάνεια του κυματοδηγού. Ως τέτοιο υλικό χρησιμοποιείται συνήθως το *PMMA* (*polymethylmethacrylate*), το οποίο στη συνέχεια λειτουργεί και ως μάσκα χάραξης απαλλάσσοντας από την ανάγκη χρήσης επιπλέον μασκών. Ο καθορισμός του μοτίβου γίνεται είτε με συμβολή υπερυψωμένων δεσμών είτε με λιθογραφία ηλεκτρονικής δέσμης (*ion beam lithography*). Η τελευταία τεχνική είναι πιο αργή, ωστόσο προσφέρει πολύ μεγαλύτερη ανάλυση και ακρίβεια και γι' αυτό καταστεί και η επικρατέστερη. Στη συνέχεια, μετά από κατάλληλη επεξεργασία το *photoresist* χρησιμοποιείται ως μάσκα για την χάραξη της επιφάνειας του κυματοδηγού, συνήθως με χρήση υποβοηθούμενης χημικά χάραξη ιοντικής δέσμης (*Chemically Assisted Ion Beam Etching - CAIBE*), η οποία χαρακτηρίζεται από έντονη ανισοτροπικότητα. Με τον τρόπο αυτό το *2D* μοτίβο έχει μεταφερθεί στον κυματοδηγό καθορίζοντας τη *3D* δομή του φράγματος. Τέλος, το εναπομείνον στρώμα του *photoresist* απομακρύνεται χημικά. Ειδικά για την χάραξη κεκλιμένων φραγμάτων η πρόσπτωση της ιοντικής δέσμης γίνεται υπό κατάλληλη γωνία (*oblique incidence*), η οποία επιλέγεται έχοντας ήδη προσδιορίσει τη γωνία *blaze* του φράγματος. Ρυθμίζοντας το ρυθμό και το χρόνο χάραξης (*etching rate & time*) επιτυγχάνεται το επιθυμητό βάθος του φράγματος. Πρέπει να τονιστεί ότι τα όρια (π.χ. περίοδος φράγματος) στην τεχνολογία αυτή κατασκευής καθορίζονται κατά κύριο λόγο από το στάδιο της λιθογραφίας, η οποία πάντως με την πρόοδο των τελευταίων ετών στον τομέα της νανο-λιθογραφίας έχει διευρύνει δραματικά τις δυνατότητες (π.χ. *sub-wavelength structures*).

2.6 Συζεύκτης φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης

Ο τύπος αυτός συζεύκτη ανήκει επίσης στην κατηγορία των φραγμάτων επιφανειακής χάραξης. Η διαφοροποίησή του συνίσταται στο ότι σ' αυτόν τον τύπο διαμορφώνονται και οι δύο επιφάνειες του κυματοδηγού, δηλαδή και η διεπιφάνειά του με το υπόστρωμα και αυτή με το κάλυμμα. Ένας τέτοιος συζεύκτης φαίνεται στο σχήμα (2.11).

Όπως φαίνεται στο σχήμα, ο συζεύκτης αποτελείται από δύο φράγματα ίδιου προφίλ, το καθένα από τα οποία χαρακτηρίζεται από τις ίδιες παραμέτρους (βάθος, περίοδος, *filling factor*, ενεργός δείκτης κτλ.) που αναφέρθηκαν προηγουμένως για τα απλά φράγματα. Τα δύο φράγματα έχουν μία σχετική



Σχήμα 2.11: Συζεύκτης φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης

οριζόντια μετατόπιση s το ένα ως προς το άλλο, η οποία ορίζεται ως κλάσμα της περιόδου Λ και που όπως θα φανεί παρακάτω παίζει τον πλέον καθοριστικό ρόλο στη λειτουργία της διάταξης. Λόγω της διαδικασίας κατασκευής, δεν υπάρχει μεγάλο περιθώριο για τη διαμόρφωση του προφίλ του κάθε φράγματος, συνήθως χρησιμοποιούνται ημιτονοειδή ή ορθογωνικά. Όπως ή άλλως πάντως, στη διάταξη που θα χρησιμοποιήσουμε στη δική μας ανάλυση έχει επιλεγεί ορθογωνικό προφίλ ώστε να τονιστεί η επίδραση των ιδιαίτερων χαρακτηριστικών αυτής της διάταξης (δηλ. του s) σε σχέση με αντίστοιχα των άλλων διατάξεων. Για τον ίδιο επίσης λόγω καθώς και για την απλοποίηση της ανάλυσης έχει επιλεγεί κοινό βάθος και filling factor για τα φράγματα. Προσοχή πρέπει να δοθεί στον υπολογισμό του ενεργού δείκτη διάθλασης για το κάθε φράγμα, οι οποίοι δίνονται αντίστοιχα για το πάνω και κάτω φράγμα από τις σχέσεις :

$$n_{g,eff1} = F \cdot n_w + (1 - F) \cdot n_c \quad (2.35)$$

$$n_{g,eff2} = F \cdot n_s + (1 - F) \cdot n_w \quad (2.36)$$

Ο μηχανισμός στον οποίο στηρίζεται η λειτουργία της διάταξης για την αύξηση της απόδοσης σύζευξης αλλά και της κατευθυντικότητας είναι ο εξής : Το κυματοδηγούμενο κύμα αλληλεπιδρά με καθένα από τα φράγματα όπως περιγράψαμε και παραπάνω, καθώς όμως τα φράγματα είναι δύο είναι προφανές ότι αυξάνει και η περιθλώμενη ισχύς, άρα κατ'επέκταση και ο συντελεστής σύζευξης. Για

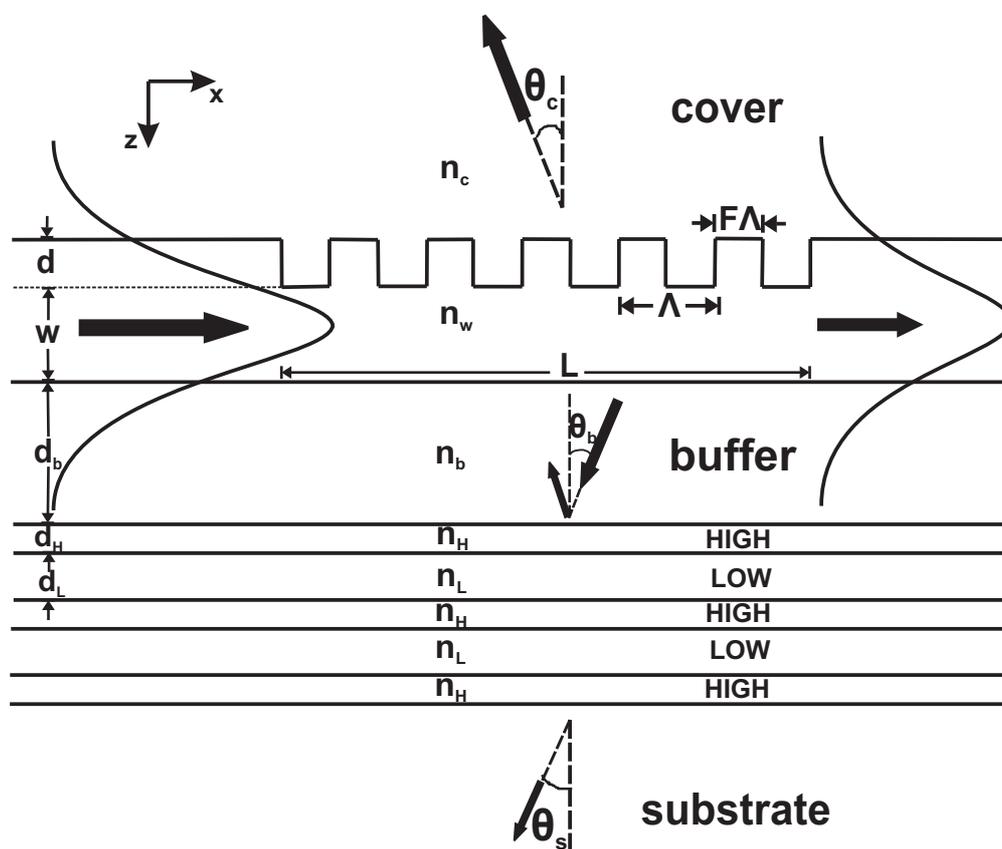
την μεγιστοποίηση της ισχύος που ακτινοβολείται προς το κάλυμμα και ελαχιστοποίηση της αντίστοιχης προς το υπόστρωμα επιστρατεύεται το φαινόμενο της συμβολής των περιθλώμενων κυμάτων από κάθε φράγμα. Έτσι λοιπόν επιδιώκεται αθροιστική συμβολή στην περιοχή του καλύμματος και αναιρετική στην περιοχή του υποστρώματος. Οι σχετικές εντάσεις των περιθλώμενων κυμάτων που φτάνουν σε κάθε περιοχή εξαρτάται από το βάθος και από τη διαφορά των δεικτών διάθλασης (index contrast) κάθε φράγματος. Η διαφορά φάσης των κυμάτων μπορεί να ρυθμιστεί ελέγχοντας τη σχετική οριζόντια μετατόπιση s των φραγμάτων, η οποία εισάγει μια διαφορά φάσης $K \cdot s$ μεταξύ των περιθλώμενων όρων πρώτης τάξης κάθε φράγματος, όπου $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$ το κυματοδιάνυσμα και Λ η περίοδος των φραγμάτων. Η συνολική διαφορά φάσης με την οποία φθάνουν τα κύματα στο κάλυμμα και το υπόστρωμα εξαρτάται και από το πάχος w του κυματοδηγού, ωστόσο για δεδομένο πάχος μπορεί να βρεθεί εκείνη η τιμή του s για την οποία επιτυγχάνεται η επιθυμητή συμβολή σε κάθε περιοχή. Είναι λοιπόν σαφές ότι η παράμετρος s είναι η πλέον κρίσιμη στην απόδοση της διάταξης. Διάφορα προσεγγιστικά μοντέλα^{25,26} έχουν χρησιμοποιηθεί για την εξαγωγή αναλυτικών σχέσεων του συντελεστή και της κατευθυντικότητας σύζευξης, σε συνάρτηση με τις παραμέτρους της διάταξης και ειδικά τη μετατόπιση s , ωστόσο και πάλι η αυστηρή επίλυση των εξισώσεων του *Maxwell* σε συνάρτηση με την παράμετρο s , που θα χρησιμοποιηθεί και εδώ, είναι η αποτελεσματικότερη μέθοδος εκτίμησης της επίδρασης της παραμέτρου στην λειτουργία της διάταξης και προσδιορισμού της επιθυμητής τιμής της.

Η κατασκευή συζεύκτη διπλού φράγματος είναι, όπως είναι προφανές, πολυπλοκότερη διαδικασία από την αντίστοιχη απλού φράγματος. Ξεκινώντας από το υπόστρωμα χαράσσεται σε αυτό το πρώτο φράγμα με τον ίδιο τρόπο που περιγράφηκε για το απλό φράγμα. Κατόπιν γίνεται ανάπτυξη του στρώματος του κυματοδηγού με εναπόθεση (deposition) του αντίστοιχου υλικού (π.χ organic glass). Η μέθοδος εναπόθεσης είναι κρίσιμη για το σχηματισμό του δεύτερου φράγματος. Στην περίπτωση εναπόθεσης με θρυμματισμό (sputtering) το στρώμα του κυματοδηγού ακολουθεί τη διαμόρφωση του πρώτου φράγματος με αποτέλεσμα το σχηματισμό στην πάνω επιφάνεια του ενός δεύτερου φράγματος ίδιου προφίλ και περιόδου ευθυγραμμισμένου όμως με το πρώτο. Αντίθετα, με τη χρήση θερμικής εξάχνωσης (thermal evaporation) σε συνθήκες κενού είναι δυνατή η επιλογή κλίσης στην κατεύθυνση της εναπόθεσης, η οποία επιτρέπει τη δημιουργία της απαραίτητης οριζόντιας μετατόπισης του πάνω φράγματος. Μέσω του ελέγχου του ρυθμού και χρόνου εναπόθεσης επιτυγχάνεται το επιθυμητό πάχος κυματοδηγού καθώς και το βάθος του πάνω φράγματος. Η γωνία κλίσης σε συνδυασμό με τις παραπάνω παραμέτρους της εναπόθεσης ρυθμίζουν την σχετική οριζόντια μετατόπιση s . Τέλος, πρέπει να σημειωθεί

ότι θα μπορούσε και για τη χάραξη του πάνω φράγματος να ακολουθηθεί η ίδια μέθοδος λιθογραφίας με αυτή του κάτω, ωστόσο η επανάληψη της διαδικασίας αναπόφευκτα εισάγει σφάλματα που χαλάνε τη συμμετρία των φραγμάτων (π.χ. ίδια περίοδος και filling factor).

2.7 Συζεύκτης φράγματος με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα

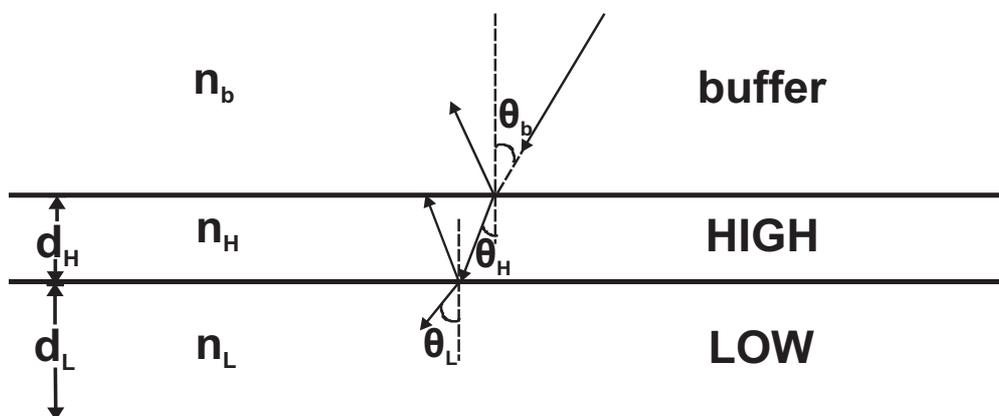
Πρόκειται για την κλασική διάταξη απλού φράγματος στην οποία έχει προστεθεί ένας ανακλαστήρας στο υπόστρωμα για την ανακατεύθυνση της περιθλώμενης προς αυτό ισχύος. Το ρόλο του ανακλαστήρα μπορεί να παίξει είτε κάποιο κατάλληλο μεταλλικό φύλο είτε μια διηλεκτρική στοιβία στρωμάτων εναλλασσόμενου δείκτη διάθλασης. Εξαιτίας των απωλειών λόγω αγωγιμότητας που παρουσιάζει η πρώτη περίπτωση, η δεύτερη αποτελεί ελκυστικότερη επιλογή. Μία τέτοια διάταξη φαίνεται στο σχήμα (4.17).



Σχήμα 2.12: Συζεύκτης φράγματος επιφανειακής χάραξης με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα

Όπως φαίνεται και στο σχήμα, η στοιβία αποτελείται από μία περιοδική εναλλαγή στρωμάτων

υψηλού (n_H , high index) και χαμηλού (n_L , low index) δείκτη διάθλασης, πάχους d_H και d_L αντίστοιχα. Η στοιβα χωρίζεται από τον κυματοδηγό από ένα στρώμα πάχους d_b και δείκτη διάθλασης n_b , που ονομάζεται στρώμα απομόνωσης (buffer layer), ο κρίσιμος ρόλος του οποίου στην λειτουργία της διάταξης θα αναλυθεί παρακάτω. Η όλη δομή αποτελεί χαρακτηριστική διάταξη 1D κατανεμημένης ανάκλασης Bragg (DBR), δημοφιλούς στην ολοκληρωμένη οπτική για την υλοποίηση των ανακλαστών σε ολοκληρωμένα lasers (π.χ. VCSELs). Η ανακλαστική της συμπεριφορά απορρέει από τις διαδοχικές ανακλάσεις του προσπίπτοντος κύματος στις διεπιφάνειες των εναλλασσόμενων στρωμάτων. Σε κάθε τέτοια διεπιφάνεια ένα ποσοστό του κύματος ανακλάται και το υπόλοιπο διαθλάται στο επόμενο στρώμα, ώστε η ίδια διαδικασία να επαναληφθεί στις επόμενες διεπιφάνειες. Στο σχήμα (2.13) δίνεται σε μεγέθυνση ένα τμήμα της στοιβάς όπου φαίνεται αναλυτικά ο μηχανισμός.



Σχήμα 2.13: Σχηματικό διάγραμμα ανάκλασης της στοιβάς

Προκειμένου το σύνολο της στοιβάς να δρα ανακλαστικά είναι προφανές ότι πρέπει τα ανακλώμενα κύματα από κάθε διεπιφάνεια να συμβάλλουν ενισχυτικά. Η απαίτηση αυτή θέτει ένα περιορισμό για το πάχος των στρωμάτων. Εύκολα λοιπόν αποδεικνύεται ότι τα πάχη πρέπει να πληρούν τη σχέση :

$$d_{L,H} = \frac{\lambda_o/n_{L,H}}{4 \cos \theta_{L,H}} \quad (2.37)$$

όπου οι δείκτες L, H υποδηλώνουν το στρώμα χαμηλού και υψηλού δείκτης διάθλασης αντίστοιχα, $\theta_{L,H}$ οι γωνίες, ως προς την κατακόρυφο, διάδοσης των κυμάτων στα αντίστοιχα στρώματα και λ_o το μήκος κύματος στο κενό. Από τη σχέση (2.37) προκύπτει ότι το πάχος των στρωμάτων είναι ίσο με το 1/4 του μήκους κύματος στα αντίστοιχα στρώματα, πολλαπλασιασμένο επί ένα συντελεστή που εξαρτάται από την αντίστοιχη γωνία. Ειδικά στην περίπτωση κάθετης πρόσπτωσης ($\theta_{L,H} = 0$) το πάχος είναι ακριβώς

ίσο με το $1/4$ του μήκους κύματος (quarter-wave stack). Συνεπώς, για δεδομένο πάχος στρωμάτων η λειτουργία της στοίβας ως ανακλαστήρας είναι συνάρτηση όχι μόνο του μήκους κύματος αλλά και της γωνίας πρόσπτωσης (angle dependence). Η εξάρτηση αυτή είναι προφανές ότι με τη σειρά της θέτει επιπλέον περιορισμούς στην απόδοση του συζεύκτη. Για τη σχεδίαση ενός τέτοιου συζεύκτη, παίρνοντας ως αρχική απαίτηση τη γωνία εξόδου θ_c της πρώτης περιθλώμενης τάξης στο κάλυμμα μπορούμε να υπολογίσουμε τις γωνίες σε κάθε στρώμα της στοίβας χρησιμοποιώντας τη συνέχεια των εφαπτομενικών κυματοδιανυσμάτων (ισοδύναμα το νόμο του *Snell*). Έχουμε λοιπόν το σύστημα των εξισώσεων :

$$n_c \sin \theta_c = n_b \sin \theta_b = n_H \sin \theta_H = n_L \sin \theta_L \quad (2.38)$$

από το οποίο προκύπτουν οι γωνίες :

$$\theta_{L,H} = \arcsin \left(\frac{n_c}{n_{L,H}} \sin \theta_c \right) \quad (2.39)$$

Τα πάχη των στρωμάτων, για δεδομένο μήκος κύματος λ_o , υπολογίζονται πλέον από τη σχέση (2.37).

Ο μηχανισμός για την αύξηση της κατευθυντικότητας στη διάταξη αυτού του συζεύκτη στηρίζεται, όπως αναφέρθηκε, στην ανάκλαση της περιθλώμενης προς το υπόστρωμα ισχύος και ανακατεύθυνσή της προς το κάλυμμα. Για να επιτευχθεί όμως αυτό είναι απαραίτητο, εκτός από την εξασφάλιση της ανακλαστικότητας, να εξασφαλιστεί και η θετική συμβολή στο κάλυμμα της απευθείας προς αυτό περιθλώμενης ισχύος και της προερχόμενης από την ανάκλαση στο υπόστρωμα. Η συνθήκη αυτή επιτυγχάνεται ρυθμίζοντας κατάλληλα το πάχος του στρώματος απομόνωσης, το οποίο επηρεάζει τη διαφορά δρόμου του ανακλώμενου κύματος και κατ'επέκταση τη διαφορά φάσης των συμβαλλόμενων κυμάτων. Με κατάλληλη προσομοίωση της διάταξης, όπως θα δειχθεί και παρακάτω, είναι δυνατό να προσδιοριστεί η βέλτιστη τιμή του πάχους d_b .

Ο ρόλος όμως του στρώματος απομόνωσης είναι διττός. Εκτός από την επίτευξη ενισχυτικής συμβολής στο κάλυμμα, εξασφαλίζει και την "απομόνωση" του κυματοδηγού από τη διηλεκτρική στοίβα, αφ'ενός για τη μείωση των απωλειών που αυτή εισάγει και αφ'ετέρου για την όσο το δυνατόν μικρότερη διαταραχή του κύριου κυματοδηγούμενου ρυθμού. Οι απώλειες οφείλονται κατά κύριο λόγο στη σκέδαση στις επιφάνειες που επιδεινώνεται από τη μεγάλη διαφορά των δεικτών διάθλασης καθώς επίσης στη χαμηλή ποιότητα των υλικών κατασκευής των στρωμάτων της στοίβας, τα οποία δεν είναι βελτιστοποιημένα για κυματοδηγήση. Διατηρώντας ένα ικανοποιητικό πάχος d_b η αποσβενόμενη ουρά του κύριου ρυθμού προλαβαίνει να μειωθεί αρκετά ώστε φθάνοντας στην επιφάνεια της στοίβας να μην

προκαλεί σύζευξη σημαντικής ισχύος σ' αυτή. Επιπλέον, είναι προφανές ότι το σύνολο των στρωμάτων της διάταξης συγκροτούν ένα πολυστρωματικό κυματοδηγό (multilayer waveguide). Κάθε στρώμα υψηλού δείκτη μαζί με τα εκατέρωθεν στρώματα χαμηλού δείκτη συνιστούν επιμέρους στοιχειώδεις κυματοδηγούς. Αν π.χ. θεωρήσουμε ότι η στοίβα αποτελείται από N στρώματα υψηλού δείκτη διάθλασης το καθένα από τα οποία υποστηρίζει ένα κύριο ρυθμό, τότε όλο το σύστημα, μαζί με τον κύριο κυματοδηγό, λόγω της σύζευξης των ρυθμών, υποστηρίζει συνολικά $N + 1$ ρυθμούς κατανεμημένους σε "σχεδόν" άρτιους και περιττούς (even & odd like), αφού η συμμετρία της διάταξης χαλάει από την παρουσία του κυματοδηγού και του στρώματος απομόνωσης. Στο τελικό σύστημα, ως αποτέλεσμα της σύζευξης των ρυθμών, από τις σχέσεις διασποράς (dispersion relations) του θεμελιώδους ρυθμού και του ρυθμού στο καθένα από τα N στρώματα υψηλού δείκτη διάθλασης προκύπτουν $N + 1$ νέες σχέσεις διασποράς, όσες δηλαδή και οι νέοι ρυθμοί. Οι ενεργοί δείκτες (n_{eff} , ισοδύναμα οι σταθερές διάδοσης) των νέων ρυθμών για κάθε συχνότητα είναι ελαφρώς μετατοπισμένοι σε σχέση με τους αντίστοιχους των αρχικών ρυθμών. Ανάλογα μετατοπίζονται και οι συχνότητες αποκοπής των ρυθμών, οπότε είναι αναμενόμενο, για δεδομένο d_b και μήκος κύματος λειτουργίας, κάποιιοι από αυτούς να έχουν αποκοπεί. Όταν κυματοδηγούνται περισσότεροι του ενός ρυθμοί, τότε η ορθογωνιότητα (orthogonality) των ρυθμών στο μη διαταραγμένο σύστημα, που εμποδίζει την αλληλεπίδραση μεταξύ τους, "σπάει" από τη διαταραχή που εισάγει το φράγμα περίθλασης. Αν και οι ρυθμοί της στοίβας απέχουν σημαντικά από το φράγμα και πρακτικά δεν αλληλεπιδρούν μ' αυτό, ο κύριος ρυθμός του κυματοδηγού μπορεί μέσω περίθλασης να συζευχθεί με κάποιον από τους υπόλοιπους ρυθμούς (π.χ. anticrossing), φαινόμενο που μπορεί να αποφευχθεί με προσεκτική επιλογή των παραμέτρων του φράγματος (π.χ. μικρό Λ) ή κατάλληλη επιλογή του μήκους κύματος λειτουργίας.

Καθώς η στοίβα συνεισφέρει μονάχα στην ανάκλαση της προς το υπόστρωμα περιθλώμενης ισχύος και άρα στην αύξηση της κατευθυντικότητας, ο συντελεστής σύζευξης μπορεί να καθοριστεί από τις παραμέτρους του φράγματος (filling factor, depth). Έτσι είναι δυνατή η ανεξάρτητη ρύθμιση των δύο αυτών βασικών για την απόδοση του συζεύκτη μεγεθών. Η ανακλαστικότητα της στοίβας μπορεί να ενισχυθεί αυξάνοντας είτε τον αριθμό των στρωμάτων της είτε την αντίθεση των δεικτών διάθλασης, πληρώνοντας φυσικά σε κάθε περίπτωση και το αντίστοιχο τμήμα (π.χ. πολυπλοκότητα κατασκευής, αυξημένες απώλειες σκέδασης, πολυρυθμική διάδοση).

Η κατασκευή της διάταξης παρουσιάζει αυξημένη πολυπλοκότητα, κυρίως εξ' αιτίας της διαδικασίας κατασκευής της στοίβας. Ξεκινώντας από το υπόστρωμα (π.χ. SiO_2), τα στρώματα της στοίβας μπορούν

να αναπτυχθούν είτε με επιταξία (epitaxy) στην περίπτωση ημιαγώγιμων υλικών (π.χ. $AlAs-GaAs$) είτε με εξάχνωση υπό κενό (vacuum evaporation) στην περίπτωση οξειδίων (π.χ. TiO_2 -high index, SiO_2 -low index). Στη συνέχεια το στρώμα απομόνωσης και ο κυματοδηγός αναπτύσσονται αναλόγως και πάλι των υλικών είτε επιταξιακά είτε με υγρή περιστροφική επικάλυψη (wet spin coating) για πολυμερή, διηλεκτρικά υλικά. Τέλος, ο σχηματισμός του φράγματος γίνεται με τις προαναφερθείσες τεχνικές επιφανειακής χάραξης.

Κεφάλαιο 3

Rigorous Coupled Wave Analysis

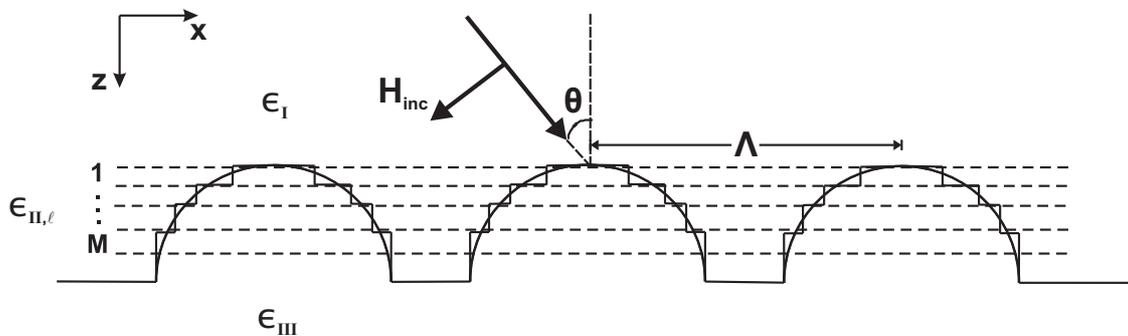
Η *RCWA* ανήκει στην κατηγορία των αυστηρών (μη προσεγγιστικών) μεθόδων και έχει καθιερωθεί ως μία από τις πιο χρήσιμες για την ανάλυση περιθλαστικών δομών. Πρόκειται για την ακριβή επίλυση των εξισώσεων του *Maxwell* σε περιπτώσεις περίθλασης ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων από διατάξεις φραγμάτων. Είναι ευθεία μέθοδος, ντετερμινιστική και μη επαναληπτική. Αναπτύχθηκε από τους *Moharam* και *Gaylord*, αρχικά για επίπεδα διηλεκτρικά φράγματα³¹ και επεκτάθηκε αργότερα σε διηλεκτρικά φράγματα επιφανειακής χάραξης,³² επίπεδα απορροφητικά φράγματα,³³ μεταλλικά φράγματα επιφανειακής χάραξης,³⁴ πολυπλεγμένα ολογραφικά φράγματα,³⁵ διδιάστατα φράγματα,³⁶ και ανισοτροπικά φράγματα.³⁷

Εν προκειμένω για φράγματα επιφανειακής χάραξης, η μέθοδος ξεκινά με το χωρισμό του φράγματος σε μεγάλο αριθμό επίπεδων στρωμάτων, επαρκώς λεπτών ώστε να προσεγγίζουν με ικανοποιητική ακρίβεια το προφίλ του φράγματος. Τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία σε κάθε στρώμα εκφράζονται ως άθροισμα άπειρου θεωρητικά (πρακτικά πεπερασμένου) πλήθους χωρικών αρμονικών (ανάπτυγμα *Fourier*), κάθε μία από τις οποίες αντιστοιχεί σε μία τάξη περίθλασης. Το σύνολο των αρμονικών κάθε αναπτύγματος συνιστούν ένα σύστημα συζευγμένων κυμάτων, λόγω της περιοδικότητας του δείκτη διάθλασης. Τα επιμέρους αναπτύγματα ικανοποιούν σε κάθε στρώμα τις εξισώσεις του *Maxwell*, οδηγώντας σε ισάριθμα συστήματα συζευγμένων εξισώσεων τα οποία επιλύονται ως προς τα πλάτη (ηλεκτρικά, μαγνητικά) των χωρικών αρμονικών συναρτήσει των ιδιοτιμών και των ιδιοδιανυσμάτων του πίνακα συντελεστών όπως αυτός ορίζεται για το κάθε σύστημα. Στην συνέχεια εφαρμόζονται διαδοχικά οι συνοριακές συνθήκες, δηλαδή η συνέχεια των εφαπτομενικών συνιστωσών ηλεκτρικού και μαγνητικού

πεδίου, σε κάθε διαχωριστική επιφάνεια μεταξύ των στρωμάτων καθώς και μεταξύ του φράγματος και των εξωτερικών περιοχών. Με την εφαρμογή αυτή προκύπτει ένα γραμμικό αλγεβρικό σύστημα το οποίο επιλύεται ως προς τους άγνωστους συντελεστές ανάκλασης και μετάδοσης. Οι διαστάσεις του συστήματος είναι $2(2L + 1)(M + 1) \times 2(2L + 1)(M + 1)$ όπου $(2L + 1)$ ο αριθμός των τάξεων περίθλασης που διατηρούνται στην ανάλυση και M ο αριθμός των στρωμάτων στα οποία έχει χωριστεί το φράγμα. Έχοντας προσδιορίσει πλέον τους σχετικούς συντελεστές είναι δυνατός ο υπολογισμός των αντίστοιχων αποδόσεων περίθλασης για κάθε τάξη. Ο χωρισμός του φράγματος σε επιμέρους λεπτά επίπεδα στρώματα και η εφαρμογή της μεθοδολογίας *RCWA* σε καθένα από αυτά καθιστά την τελευταία εφαρμόσιμη σε πλήθος φραγμάτων ανεξαρτήτως προφίλ καθώς και συνδυασμούς αυτών (επιφανειακής χάραξης, ολογραφικά, πολυεπίπεδα κτλ.). Επιπλέον, η μέθοδος μπορεί να περιλάβει και ομογενή στρώματα, σταθερού δείκτη διάθλασης επεκτεινόμενη έτσι και σε πολυεπίπεδες διατάξεις, συνδυασμού κυματοδηγών και φραγμάτων όπως αυτές που μελετώνται στην παρούσα εργασία.

Παρακάτω παρουσιάζεται αναλυτικά η εφαρμογή της *RCWA* για την περίπτωση *1D* φραγμάτων (επιφανειακής χάραξης και ολογραφικών) που αποτελούν και το αντικείμενο αυτής της εργασίας, τόσο για *TE* όσο και *TM* πόλωση.

3.1 TE πόλωση



Σχήμα 3.1: Διάταξη εφαρμογής της *RCWA* για *TE* πόλωση

Ηλεκτρομαγνητικό κύμα συχνότητας ω και πόλωσης *TE* προσπίπτει υπό γωνία θ στο φράγμα, όπως φαίνεται στο σχήμα (3.1), παράγοντας ανακλώμενες και μεταδιδόμενες τάξεις περίθλασης. Οι εξωτερικές περιοχές I και III είναι ομογενείς ενώ η περιοχή II είναι η περιοχή του φράγματος και αποτελείται στη γενική περίπτωση από M στρώματα. Κάποια ή και όλα τα στρώματα μπορεί να είναι

ολογραφικά. Οι επιτρεπτότητες κάθε περιοχής είναι :

$$\epsilon_I = n_I^2 \epsilon_o, \quad \epsilon_{III} = n_{III}^2 \epsilon_o \quad (3.1)$$

$$\epsilon_{II,\ell} = \epsilon_o \sum_h \epsilon_{\ell,h} \exp(jh \vec{K}_\ell \cdot \vec{r}) \quad (3.2)$$

όπου $\vec{K}_\ell = \frac{2\pi}{\Lambda_\ell} (\cos \phi_\ell \hat{z} + \sin \phi_\ell \hat{x})$ και $\ell = 1, \dots, M$.

Ο μόνος περιορισμός είναι ότι τα \vec{K}_ℓ πρέπει να έχουν τις ίδιες x συνιστώσες, π.χ.:

$$K_{1x} = K_{2x} = \dots = K_{\ell x} = \dots = K_{Mx} = K_x$$

Προσπίπτον πεδίο:

$$\vec{E}_{inc} = \hat{y} E_o e^{-jk_o n_I (\sin \theta x + \cos \theta z)} \quad (3.3)$$

Πεδία στην περιοχή I :

$$\vec{E}_I = \hat{y} (E_{inc} + \sum_i R_i e^{-j\vec{k}_{I,i} \cdot \vec{r}}) \quad (3.4)$$

$$\vec{k}_{I,i} = k_{xi} \hat{x} + k_{I,zi} \hat{z} \quad (3.5)$$

$$k_{xi} = k_o n_I \sin \theta - i K_x \quad (3.6)$$

$k_{I,z} = -\sqrt{k_o^2 n_I^2 - k_{xi}^2}$ για διαδιδόμενες τάξεις ($k_o n_I > |k_{xi}|$)

$k_{I,z} = +j\sqrt{k_{xi}^2 - k_o^2 n_I^2}$ για αποσβενόμενες τάξεις ($k_o n_I < |k_{xi}|$)

$$\begin{aligned} \vec{H}_I &= -\frac{1}{j\omega\mu_o} \vec{\nabla} \times \vec{E}_I = -\frac{1}{j\omega\mu_o} \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & E_I & 0 \end{vmatrix} = \\ &= -\frac{1}{j\omega\mu_o} \left[\hat{x} \left(-\frac{\partial E_I}{\partial z} \right) + \hat{z} \left(\frac{\partial E_I}{\partial x} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} H_{Ix} &= +\frac{1}{j\omega\mu_o} \left[-jk_o n_I \cos \theta e^{-jk_o n_I (x \sin \theta + z \cos \theta)} + \sum_i -jk_{I,zi} R_i e^{-j\vec{k}_{I,i} \cdot \vec{r}} \right] = \\ &= -\frac{k_o n_I \cos \theta}{\omega\mu_o} e^{-j\vec{k}_{inc} \cdot \vec{r}} - \frac{1}{\omega\mu_o} \sum_i k_{I,zi} R_i e^{-j\vec{k}_{I,i} \cdot \vec{r}} \end{aligned} \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} H_{Iz} &= -\frac{1}{j\omega\mu_o} \left[-jk_o n_I \sin \theta e^{-jk_o n_I (x \sin \theta + z \cos \theta)} + \sum_i -jk_{xi} R_i e^{-j\vec{k}_{I,i} \cdot \vec{r}} \right] = \\ &= \frac{k_o n_I \sin \theta}{\omega\mu_o} e^{-j\vec{k}_{inc} \cdot \vec{r}} + \frac{1}{\omega\mu_o} \sum_i k_{xi} R_i e^{-j\vec{k}_{I,i} \cdot \vec{r}} \end{aligned} \quad (3.9)$$

Πεδία στην περιοχή III:

$$\vec{E}_{III} = \hat{y} \sum_i T_i e^{-j[k_{xi}x + k_{III,zi}(z-d)]} \quad (z \geq d) \quad (3.10)$$

$$d = \sum_{\ell=1}^M d_{II,\ell} = \text{συνολικό πάχος περιοχής II} \quad (3.11)$$

$$k_{III,zi} = +\sqrt{k_o n_{III}^2 - k_{xi}^2} \quad \text{για διαδιδόμενες τάξεις} \quad (k_o n_{III} > |k_{xi}|) \quad (3.12)$$

$$= -j\sqrt{k_{xi}^2 - k_o n_{III}^2} \quad \text{για αποσβενόμενες τάξεις} \quad (k_o n_{III} < |k_{xi}|) \quad (3.13)$$

$$\vec{H}_{III} = -\frac{1}{j\omega\mu_o} \vec{\nabla} \times \vec{E}_{III} \Rightarrow$$

$$H_{IIIx} = -\frac{1}{\omega\mu_o} \sum_i k_{III,zi} T_i e^{-j[k_{xi}x + k_{III,zi}(z-d)]} \quad (3.14)$$

$$H_{IIIz} = \frac{1}{\omega\mu_o} \sum_i k_{xi} T_i e^{-j[k_{xi}x + k_{III,zi}(z-d)]} \quad (3.15)$$

Περιοχή φράγματος (Περιοχή II):

Για την ℓ – ιοστή υποπεριοχή ($\ell = 1, 2, \dots, M$) οι εφαπτομενικές πεδιακές συνιστώσες είναι :

$$E_{\ell y} = \sum_i S_{\ell yi}(z) e^{-jk_{xi}x + jiK_{z\ell}z} \quad (3.16)$$

$$H_{\ell x} = \sqrt{\frac{\epsilon_o}{\mu_o}} \sum_i U_{\ell xi}(z) e^{-jk_{xi}x + jiK_{z\ell}z} \quad (3.17)$$

Από τις εξισώσεις του Maxwell προκύπτει :

$$\vec{H} = -\frac{1}{j\omega\mu_o} \vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{1}{j\omega\mu_o} \frac{\partial E_y}{\partial z} \hat{x} - \frac{1}{j\omega\mu_o} \frac{\partial E_y}{\partial x} \hat{z} \quad (3.18)$$

$$\vec{E} = \frac{1}{j\omega\epsilon_o\epsilon(x,z)} \vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{1}{j\omega\epsilon_o\epsilon(x,z)} \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ H_x & 0 & H_z \end{vmatrix}$$

$$= \frac{1}{j\omega\epsilon_o\epsilon(x,z)} \left[\hat{x}\emptyset - \hat{y} \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) + \hat{z}\emptyset \right] \quad (3.19)$$

Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις για τις εφαπτομενικές συνιστώσες παίρνουμε για το ℓ – ιοστό στρώμα :

$$E_{\ell y} = \frac{1}{j\omega\epsilon_o\epsilon_\ell(x,z)} \left(\frac{\partial H_{\ell x}}{\partial z} - \frac{\partial H_{\ell z}}{\partial x} \right) \quad (3.20)$$

$$H_{\ell x} = \frac{1}{j\omega\mu_o} \frac{\partial E_{\ell y}}{\partial z} \quad (3.21)$$

$$H_{\ell z} = -\frac{1}{j\omega\mu_o} \frac{\partial E_{\ell y}}{\partial x} \quad (3.22)$$

Ας εργαστούμε πρώτα με την εξίσωση 3.21 :

$$j\omega\mu_o\sqrt{\frac{\epsilon_o}{\mu_o}}\sum_i U_{\ell xi}(z)e^{-jk_{xi}x+jiK_{z\ell}z} = \sum_i \left[\frac{dS_{\ell yi}}{dz} + jiK_{z\ell}S_{\ell yi} \right] e^{-jk_{xi}x+jiK_{z\ell}z} \Rightarrow \quad (3.23)$$

$$\begin{aligned} jk_o U_{\ell xi}(z) &= \frac{dS_{\ell yi}}{dz} + jiK_{z\ell}S_{\ell yi} \Rightarrow \\ \frac{dS_{\ell yi}}{dz} &= jk_o U_{\ell xi} - jiK_{z\ell}S_{\ell yi} \Rightarrow \\ \frac{1}{k_o} \frac{dS_{\ell yi}}{dz} &= jU_{\ell xi} - ji\frac{K_{z\ell}}{k_o}S_{\ell yi} \end{aligned} \quad (3.24)$$

Θέτοντας $z' = k_o z$ και ξαναγράφοντας την τελευταία εξίσωση σε μορφή πινάκων προκύπτει :

$$\frac{d}{dz'} \underbrace{\begin{bmatrix} S_{\ell y}(-L) \\ \vdots \\ S_{\ell y}(+L) \end{bmatrix}}_{\tilde{S}_{\ell y}} = j \underbrace{\begin{bmatrix} U_{\ell x}(-L) \\ \vdots \\ U_{\ell x}(+L) \end{bmatrix}}_{\tilde{U}_{\ell x}} - j \underbrace{\begin{bmatrix} -L\frac{K_{z\ell}}{k_o} & \emptyset \\ & \ddots \\ \emptyset & +L\frac{K_{z\ell}}{k_o} \end{bmatrix}}_{\tilde{K}_{z\ell}} \underbrace{\begin{bmatrix} S_{\ell y}(-L) \\ \vdots \\ S_{\ell y}(+L) \end{bmatrix}}_{\tilde{S}_{\ell y}} \quad (3.25)$$

όπου $-L, \dots, +L$ είναι οι τάξεις περιθλασης που κατακρατούνται στην ανάλυση.

Η παραπάνω εξίσωση γράφεται πιο συνεπτυγμένα υπό μορφή πινάκων ως εξής :

$$\frac{d\tilde{S}_{\ell y}}{dz'} = j\tilde{U}_{\ell x} - j\tilde{K}_{z\ell}\tilde{S}_{\ell y} \quad (3.26)$$

Απαλοίφοντας τη συνιστώσα $H_{\ell z}$ από τις εξισώσεις του Maxwell παίρνουμε :

$$E_{\ell y} = \frac{1}{j\omega\epsilon_o\epsilon_{\ell}(x,z)} \frac{\partial H_{\ell x}}{\partial z} - \frac{1}{j\omega\epsilon_o\epsilon_{\ell}(x,z)} \frac{\partial}{\partial x} \left[-\frac{1}{j\omega\mu_o} \frac{\partial E_{\ell y}}{\partial x} \right] \Rightarrow \quad (3.27)$$

$$j\omega\epsilon_o\epsilon_{\ell}(x,z)E_{\ell y} = \frac{\partial H_{\ell x}}{\partial z} + \frac{1}{j\omega\mu_o} \frac{\partial^2 E_{\ell y}}{\partial x^2} \quad (3.28)$$

$$\begin{aligned} j\omega\epsilon_o \sum_h \epsilon_{\ell h} e^{jh(K_{\ell x}x+K_{\ell z}z)} \sum_m S_{\ell ym} e^{-jk_{xm}x+jmK_{z\ell}z} &= \\ = \sqrt{\frac{\epsilon_o}{\mu_o}} \sum_i \left[\frac{dU_{\ell xi}}{dz} + jiK_{z\ell}U_{\ell xi} \right] e^{-jk_{xi}x+jiK_{z\ell}z} & \\ + \frac{1}{j\omega\mu_o} \sum_i \left(-k_{xi}^2 S_{\ell yi} \right) e^{-jk_{xi}x+jiK_{z\ell}z} & \end{aligned} \quad (3.29)$$

Θέτοντας $h = i - m$ στην τελευταία σχέση προκύπτει :

$$j\omega\epsilon_o \sum_i \left[\sum_m \epsilon_{\ell(i-m)} S_{\ell ym} \right] e^{-jk_{xi}x+jiK_{z\ell}z} = \quad (3.30)$$

$$\sum_i \left\{ \sqrt{\frac{\epsilon_o}{\mu_o}} \left[\frac{dU_{\ell xi}}{dz} + jiK_{z\ell}U_{\ell xi} \right] - \frac{k_{xi}^2}{j\omega\mu_o} S_{\ell yi} \right\} e^{-jk_{xi}x + jiK_{z\ell}z} \Rightarrow \quad (3.31)$$

$$j\omega\epsilon_o \sum_m \epsilon_{\ell(i-m)} S_{\ell ym} = \sqrt{\frac{\epsilon_o}{\mu_o}} \left[\frac{dU_{\ell xi}}{dz} + jiK_{z\ell}U_{\ell xi} \right] - \frac{k_{xi}^2}{j\omega\mu_o} S_{\ell yi} \Rightarrow \quad (3.32)$$

$$jk_o \sum_m \epsilon_{\ell(i-m)} S_{\ell ym} = \frac{dU_{\ell xi}}{dz} + jiK_{z\ell}U_{\ell xi} + j \frac{k_{xi}^2}{k_o} S_{\ell yi} \Rightarrow \quad (3.33)$$

$$\frac{1}{k_o} \frac{dU_{\ell xi}}{dz} = j \sum_m \epsilon_{\ell(i-m)} S_{\ell ym} - ji \frac{K_{z\ell}}{k_o} U_{\ell xi} - j \left(\frac{k_{xi}}{k_o} \right)^2 S_{\ell yi} \Rightarrow \quad (3.34)$$

$$\frac{d}{dz'} \underbrace{\begin{bmatrix} U_{\ell x(-L)} \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ U_{\ell x(+L)} \end{bmatrix}}_{\tilde{U}_{\ell x}} = j \underbrace{\begin{bmatrix} \epsilon_{\ell o} & \epsilon_{\ell(-1)} & \cdots & \epsilon_{\ell(-L)} & \emptyset \\ \epsilon_{\ell(+1)} & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ \epsilon_{\ell(+L)} & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ \emptyset & \ddots & \ddots & \ddots & \epsilon_{\ell o} \end{bmatrix}}_{\tilde{E}_{\ell}} \underbrace{\begin{bmatrix} S_{\ell y(-L)} \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ S_{\ell y(+L)} \end{bmatrix}}_{\tilde{S}_{\ell y}} \quad (3.35)$$

$$-j \underbrace{\begin{bmatrix} -L \frac{k_{z\ell}}{k_o} & \emptyset \\ \ddots & \ddots \\ \emptyset & +L \frac{k_{z\ell}}{k_o} \end{bmatrix}}_{\tilde{K}_{z\ell}} \underbrace{\begin{bmatrix} U_{\ell x(-L)} \\ \vdots \\ U_{\ell x(+L)} \end{bmatrix}}_{\tilde{U}_{\ell x}} - j \underbrace{\begin{bmatrix} \left(\frac{k_{x(-L)}}{k_o} \right)^2 & \emptyset \\ \emptyset & \left(\frac{k_{x(+L)}}{k_o} \right)^2 \end{bmatrix}}_{\tilde{K}_x^2} \underbrace{\begin{bmatrix} S_{\ell y(-L)} \\ \vdots \\ S_{\ell y(+L)} \end{bmatrix}}_{\tilde{S}_{\ell y}} \quad (3.36)$$

Η παραπάνω εξίσωση γράφεται σε συνεπτυγμένη μορφή πινάκων :

$$\frac{d}{dz'} \tilde{U}_{\ell x} = j(\tilde{E}_{\ell} - \tilde{K}_x^2) - j\tilde{K}_{z\ell} \tilde{U}_{\ell x} \quad (3.37)$$

Το σύστημα των εφαπτομενικών συνιστωσών μπορεί να γραφεί ως εξής :

$$\frac{d}{dz'} \underbrace{\begin{bmatrix} \tilde{S}_{\ell y} \\ \tilde{U}_{\ell x} \end{bmatrix}}_{\tilde{V}_{\ell}} = j \underbrace{\begin{bmatrix} -\tilde{K}_{z\ell} & \tilde{I} \\ \tilde{E}_{\ell} - \tilde{K}_x^2 & -\tilde{K}_{z\ell} \end{bmatrix}}_{\tilde{A}_{\ell}} \underbrace{\begin{bmatrix} \tilde{S}_{\ell y} \\ \tilde{U}_{\ell x} \end{bmatrix}}_{\tilde{V}_{\ell}} \Rightarrow \quad (3.38)$$

$$\frac{d}{dz'} \tilde{V}_{\ell} = j\tilde{A}_{\ell} \tilde{V}_{\ell} \quad (3.39)$$

όπου $\dim(\tilde{V}_{\ell}) = 2(2L+1) \times 1$ και $\dim(\tilde{A}_{\ell}) = 2(2L+1) \times 2(2L+1)$.

Θα επιλύσουμε τώρα το παραπάνω σύστημα συζευγμένων εξισώσεων.

Έστω $\tilde{Q}_\ell = [\tilde{w}_{\ell 1} \tilde{w}_{\ell 2} \dots \tilde{w}_{\ell 2(2L+1)}]_{2(2L+1) \times 2(2L+1)}$ ο πίνακας ιδιοδιανυσμάτων του \tilde{A}_ℓ . Ορίζουμε $\tilde{V}_\ell = \tilde{Q}_\ell \tilde{\Psi}_\ell$ και αντικαθιστώντας στην 3.39 προκύπτει :

$$\frac{d}{dz'}(\tilde{Q}_\ell \tilde{\Psi}_\ell) = j \tilde{A}_\ell \tilde{Q}_\ell \tilde{\Psi}_\ell \Rightarrow \frac{d}{dz'} \tilde{\Psi}_\ell = j \underbrace{\tilde{Q}_\ell^{-1} \tilde{A}_\ell \tilde{Q}_\ell}_{\tilde{\Lambda}_\ell = \text{diag}(\lambda_{\ell i})} \tilde{\Psi}_\ell \quad (3.40)$$

Η λύση του αποσυζευγμένου συστήματος γράφεται :

$$\tilde{\Psi}_\ell = \begin{bmatrix} \tilde{\Psi}_{\ell 1} \\ \tilde{\Psi}_{\ell 2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{j \tilde{\Lambda}_1^\ell (z - d_{\ell-1}) k_o} & \emptyset \\ \emptyset & e^{j \tilde{\Lambda}_2^\ell (z - d_\ell) k_o} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{c}_1^\ell \\ \tilde{c}_2^\ell \end{bmatrix} \quad (3.41)$$

όπου

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}_{\ell 1} &= [\Psi_{\ell 1} \dots \Psi_{\ell(2L+1)}]^T \\ \tilde{\Psi}_{\ell 2} &= [\Psi_{\ell(2L+2)} \dots \Psi_{\ell 2(2L+1)}]^T \\ \tilde{\Lambda}_1^\ell &= \text{diag}[\lambda_{\ell i}] \quad i = 1, \dots, (2L+1) \\ \tilde{\Lambda}_2^\ell &= \text{diag}[\lambda_{\ell i}] \quad i = (2L+2), \dots, 2(L+1) \\ \tilde{c}_1^\ell &= [c_1^\ell \dots c_{2L+1}^\ell]^T \\ \tilde{c}_2^\ell &= [c_{2L+2}^\ell \dots c_{2(2L+1)}^\ell]^T \end{aligned}$$

Στην παραπάνω λύση οι ιδιοτιμές έχουν διαταχθεί στην εξής μορφή :

$\lambda_{\ell 1}, \lambda_{\ell 2}, \dots, \lambda_{\ell(2L+1)}$ τέτοια ώστε $\text{Re}\{j \lambda_{\ell k}\} \leq 0$ και καθώς $d_{\ell-1} \leq z \leq d_\ell$ για το ℓ -ιστό στρώμα
 $\Rightarrow \text{Re}\{j \lambda_{\ell k}\}(z - d_{\ell-1}) \leq 0 \Rightarrow$ αποσβενόμενα κύματα.

Ομοίως, $\lambda_{\ell(2L+2)}, \dots, \lambda_{\ell 2(2L+1)}$ τέτοια ώστε $\text{Re}\{j \lambda_{\ell k}\} \geq 0$ και καθώς $d_{\ell-1} \leq z \leq d_\ell$ για το ℓ -ιστό στρώμα
 $\Rightarrow \text{Re}\{j \lambda_{\ell k}\}(z - d_\ell) \leq 0 \Rightarrow$ αποσβενόμενα κύματα.

Εξαιτίας της νέας διάταξης των ιδιοτιμών, πρέπει τώρα να αναδιαταχθούν και τα ιδιοδιανύσματα.

$$\tilde{Q}_\ell = [\tilde{w}_1^\ell \dots \tilde{w}_{2L+1}^\ell \tilde{w}_{2L+2}^\ell \dots \tilde{w}_{2(2L+1)}^\ell] = \begin{bmatrix} w_{11}^\ell & w_{12}^\ell \\ w_{21}^\ell & w_{22}^\ell \end{bmatrix} \quad (3.42)$$

όπου w_{ij}^ℓ υποπίνακες $(2L+1) \times (2L+1)$.

Η λύση για τις εφαπτομενικές πεδριακές συνιστώσες του ℓ -ιστού στρώματος του φράγματος γράφεται τελικά :

$$\tilde{V}_\ell = \tilde{Q}_\ell \tilde{\Psi}_\ell = \begin{bmatrix} \tilde{S}_{\ell y} \\ \tilde{U}_{\ell x} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} w_{11}^\ell & w_{12}^\ell \\ w_{21}^\ell & w_{22}^\ell \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{j \tilde{\Lambda}_1^\ell (z - d_{\ell-1}) k_o} & \emptyset \\ \emptyset & e^{j \tilde{\Lambda}_2^\ell (z - d_\ell) k_o} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{c}_1^\ell \\ \tilde{c}_2^\ell \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} w_{11}^\ell e^{j\tilde{\Lambda}_1^\ell(z-d_{\ell-1})k_o} & w_{12}^\ell e^{j\tilde{\Lambda}_2^\ell(z-d_\ell)k_o} \\ w_{21}^\ell e^{j\tilde{\Lambda}_1^\ell(z-d_{\ell-1})k_o} & w_{22}^\ell e^{j\tilde{\Lambda}_2^\ell(z-d_\ell)k_o} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{c}_1^\ell \\ \tilde{c}_2^\ell \end{bmatrix} \quad (3.43)$$

Τώρα θα ασχοληθούμε με τις συνοριακές συνθήκες στις διαχωριστικές επιφάνειες.

Επιφάνεια $z = 0$:

Από τη συνέχεια των εφαπτομενικών συνιστωσών έχουμε :

$$E_{Iy}(z = 0) = E_{1y}(z = 0) \quad (3.44)$$

$$H_{Ix}(z = 0) = H_{1x}(z = 0) \quad (3.45)$$

Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις (3.4),(3.16) και (3.43) η (3.44) γίνεται :

$$\begin{aligned} e^{-jk_{x0}x} + \sum_i R_i e^{-jk_{xi}} &= \sum_i S_{1yi}(0) e^{-jk_{xi}} \Rightarrow \\ 1\delta_{i0} + R_i &= S_{1yi}(0) \Rightarrow \\ \tilde{I}_1 + \tilde{R} = \tilde{S}_{1y}(0) &= \tilde{W}_{11}^1 \tilde{C}_1^1 + \tilde{W}_{12}^1 e^{-j\tilde{\Lambda}_2^1 d_1 k_o} \tilde{C}_2^1 \end{aligned} \quad (3.46)$$

Ομοίως, με τη βοήθεια των σχέσεων (3.8),(3.21) και (3.43) η (3.45) γίνεται :

$$\begin{aligned} -\frac{k_o n_I \cos \theta}{\omega \mu_o} e^{-jk_{x0}x} - \frac{1}{\omega \mu_o} \sum_i k_{I,zi} R_i e^{-jk_{xi}x} &= \sqrt{\frac{\epsilon_o}{\mu_o}} \sum_i U_{1xi}(0) e^{-jk_{xi}x} \Rightarrow \\ -\frac{k_o n_I \cos \theta}{\omega \mu_o} \delta_{i0} - \frac{1}{\omega \mu_o} k_{I,zi} R_i &= \sqrt{\frac{\epsilon_o}{\mu_o}} U_{1xi}(0) \Rightarrow \\ -n_I \cos \theta \delta_{i0} - \frac{k_{I,zi}}{k_o} R_i &= U_{1xi}(0) \Rightarrow \\ \tilde{I}_2 - \tilde{Z}_I \tilde{R} = \tilde{U}_{1x}(0) &= \tilde{W}_{21}^1 \tilde{C}_1^1 + \tilde{W}_{22}^1 e^{-j\tilde{\Lambda}_2^1 d_1 k_o} \tilde{C}_2^1 \end{aligned} \quad (3.47)$$

όπου

$$\begin{aligned} \tilde{R} &= [R_{-L} \dots R_o \dots R_L]^T \quad (2L+1) \times 1 \\ \tilde{I}_1 &= [0 \dots 1 \dots 0]^T \quad (2L+1) \times 1 \\ \tilde{Z}_I &= \text{diag} \left[\frac{k_{I,zi}}{k_o} \right] \quad (2L+1) \times (2L+1) \\ \tilde{I}_2 &= [0 \dots -n_I \cos \theta \dots 0]^T \quad (2L+1) \times 1 \end{aligned}$$

Επιφάνεια $z = d_\ell$:

Και πάλι από τη συνέχεια των εφαπτομενικών συνιστωσών έχουμε :

$$E_{\ell y}(z = d_\ell) = E_{(\ell+1)y}(z = d_\ell) \quad (3.48)$$

$$H_{\ell x}(z = d_\ell) = H_{(\ell+1)x}(z = d_\ell) \quad (3.49)$$

Αντικαθιστώντας τις (3.16) και (3.43) στην (3.48) προκύπτει :

$$\begin{aligned} \sum_i S_{\ell y i}(d_\ell) e^{-jk_{xi}x + jiK_z d_\ell} &= \sum_i S_{(\ell+1)y i}(d_\ell) e^{-jk_{xi}x + jiK_z(\ell+1)d_\ell} \\ S_{\ell y i}(d_\ell) e^{jiK_z d_\ell} &= S_{(\ell+1)y i}(d_\ell) e^{jiK_z(\ell+1)d_\ell} \\ \tilde{Y}_\ell \tilde{S}_{\ell y}(d_\ell) &= \tilde{Y}_{\ell+1} \tilde{S}_{(\ell+1)y}(d_\ell) \\ \tilde{Y}_\ell \left[\tilde{W}_{11}^\ell e^{j\tilde{\Lambda}_1^\ell (d_\ell - d_{\ell-1})k_o} \tilde{C}_1^\ell + \tilde{W}_{12}^\ell \tilde{C}_2^\ell \right] &= \tilde{Y}_{\ell+1} \left[\tilde{W}_{11}^{\ell+1} \tilde{C}_1^{\ell+1} + \tilde{W}_{12}^{\ell+1} e^{j\tilde{\Lambda}_2^{\ell+1} (d_\ell - d_{\ell+1})k_o} \tilde{C}_2^{\ell+1} \right] \\ \tilde{Y}_\ell \left[\tilde{W}_{11}^\ell \tilde{X}_1^\ell \tilde{C}_1^\ell + \tilde{W}_{12}^\ell \tilde{C}_2^\ell \right] &= \tilde{Y}_{\ell+1} \left[\tilde{W}_{11}^{\ell+1} \tilde{C}_1^{\ell+1} + \tilde{W}_{12}^{\ell+1} \tilde{X}_2^{\ell+1} \tilde{C}_2^{\ell+1} \right] \end{aligned} \quad (3.50)$$

$$\text{όπου } Y_k = e^{jiK_z k d_\ell}, k = \ell, \ell + 1 \quad \tilde{X}_1^\ell = e^{j\tilde{\Lambda}_1^\ell (d_\ell - d_{\ell-1})k_o} \quad \tilde{X}_2^{\ell+1} = e^{j\tilde{\Lambda}_2^{\ell+1} (d_\ell - d_{\ell+1})k_o}$$

Όμοια με χρήση των σχέσεων (3.21) και (3.43) η (3.49) γίνεται :

$$\begin{aligned} \tilde{Y}_\ell \tilde{U}_{\ell x}(d_\ell) &= \tilde{Y}_{\ell+1} \tilde{U}_{(\ell+1)x}(d_\ell) \\ \tilde{Y}_\ell \left[\tilde{W}_{21}^\ell \tilde{X}_1^\ell \tilde{C}_1^\ell + \tilde{W}_{22}^\ell \tilde{C}_2^\ell \right] &= \tilde{Y}_{\ell+1} \left[\tilde{W}_{21}^{\ell+1} \tilde{C}_1^{\ell+1} + \tilde{W}_{22}^{\ell+1} \tilde{X}_2^{\ell+1} \tilde{C}_2^{\ell+1} \right] \end{aligned} \quad (3.51)$$

Επιφάνεια $z = d_M$:

Από τη συνέχεια των εφαπτομενικών συνιστωσών :

$$E_{My}(z = d_M) = E_{IIIy}(z = d_M) \quad (3.52)$$

$$H_{Mx}(z = d_M) = H_{IIIx}(z = d_M) \quad (3.53)$$

Με χρήση των σχέσεων (3.10),(3.16) και (3.43) η (3.52) γίνεται :

$$\begin{aligned} \sum_i S_{My i}(d_M) e^{-jk_{xi}x + jiK_z d_M} &= \sum_i T_i e^{-jk_{xi}x} \Rightarrow \\ S_{My i}(d_M) e^{jiK_z d_M} &= T_i \Rightarrow \\ \tilde{Y}_M \tilde{S}_{My}(d_M) &= \tilde{T} \Rightarrow \\ \tilde{Y}_M \left[\tilde{W}_{11}^M \tilde{X}_1^M \tilde{C}_1^M + \tilde{W}_{12}^M \tilde{C}_2^M \right] &= \tilde{T} \end{aligned} \quad (3.54)$$

Όμοια, με χρήση των σχέσεων (3.14), (3.21) και (3.43) η (3.53) γίνεται :

$$\begin{aligned}
\sqrt{\frac{\epsilon_o}{\mu_o}} \sum_i U_{Mxi}(d_M) e^{-jk_{xi}x + jiK_z d_M} &= -\frac{1}{\omega\mu_o} \sum_i k_{III,zi} T_i e^{-jk_{xi}x} \Rightarrow \\
\sqrt{\frac{\epsilon_o}{\mu_o}} U_{Mxi}(d_M) e^{jiK_z d_M} &= -\frac{1}{\omega\mu_o} k_{III,zi} T_i \Rightarrow \\
U_{Mxi}(d_M) e^{jiK_z d_M} &= -\frac{k_{III,zi}}{k_o} T_i \Rightarrow \\
\tilde{Y}_M \tilde{U}_{Mx}(d_M) &= \tilde{Z}_{III} \tilde{T} \Rightarrow \\
\tilde{Y}_M \left[\tilde{W}_{21}^M \tilde{X}_1^M \tilde{C}_1^M + \tilde{W}_{22}^M \tilde{C}_2^M \right] &= \tilde{Z}_{III} \tilde{T} \quad (3.55)
\end{aligned}$$

όπου $\tilde{Z}_{III} = \text{diag} \left[\frac{k_{III,zi}}{k_o} \right] \quad 2(2L+1) \times 2(2L+1)$

Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις (3.46), (3.47), (3.50), (3.51), (3.54), (3.55) παραθέτουμε παρακάτω ομαδοποιημένες τις οριακές συνθήκες για κάθε επιφάνεια :

$z = 0$:

$$\begin{aligned}
-\tilde{R} + \tilde{W}_{11}^1 \tilde{C}_1^1 + \tilde{W}_{12}^1 \tilde{X}_2^1 \tilde{C}_2^1 &= \tilde{I}_1 \\
-\tilde{Z}_I \tilde{R} + \tilde{W}_{21}^1 \tilde{C}_1^1 + \tilde{W}_{22}^1 \tilde{X}_2^1 \tilde{C}_2^1 &= \tilde{I}_2
\end{aligned}$$

$z = d_1$:

$$\begin{aligned}
-\tilde{Y}_1 \tilde{W}_{11}^1 \tilde{X}_1^1 \tilde{C}_1^1 - \tilde{Y}_1 \tilde{W}_{12}^1 \tilde{C}_2^1 + \tilde{Y}_2 \tilde{W}_{11}^2 \tilde{C}_1^2 + \tilde{Y}_2 \tilde{W}_{12}^2 \tilde{X}_2^2 \tilde{C}_2^2 &= 0 \\
-\tilde{Y}_1 \tilde{W}_{21}^1 \tilde{X}_1^1 \tilde{C}_1^1 - \tilde{Y}_1 \tilde{W}_{22}^1 \tilde{C}_2^1 + \tilde{Y}_2 \tilde{W}_{21}^2 \tilde{C}_1^2 + \tilde{Y}_2 \tilde{W}_{22}^2 \tilde{X}_2^2 \tilde{C}_2^2 &= 0 \\
&\vdots
\end{aligned}$$

$z = d_M$:

$$\begin{aligned}
-\tilde{T} + \tilde{Y}_M \tilde{W}_{11}^M \tilde{X}_1^M \tilde{C}_1^M + \tilde{Y}_M \tilde{W}_{12}^M \tilde{C}_2^M &= 0 \\
-\tilde{Z}_{III} \tilde{T} + \tilde{Y}_M \tilde{W}_{21}^M \tilde{X}_1^M \tilde{C}_1^M + \tilde{Y}_M \tilde{W}_{22}^M \tilde{C}_2^M &= 0
\end{aligned}$$

Οι παραπάνω εξισώσεις συγκροτούν ένα γραμμικό σύστημα $2 \times (2L+1) \times (M+1)$ εξισώσεων με $2 \times (2L+1) \times (M+1)$ αγνώστους της μορφής :

$$\tilde{B} \tilde{\phi} = \tilde{b} \quad (3.56)$$

όπου $\tilde{\phi} = \left[\tilde{R}^T \tilde{C}_1^1 \tilde{C}_2^1 \dots \tilde{C}_1^{M^T} \tilde{C}_2^{M^T} \tilde{T}^T \right]^T \quad [2(2L+1)(M+1)] \times 1$ το διάνυσμα των αγνώστων.

και $\tilde{b} = \left[\tilde{I}_1^T \tilde{I}_2^T \tilde{\theta} \dots \tilde{\theta} \right]^T \quad [2(2L+1)(M+1)] \times 1$ το διάνυσμα της διέγερσης.

Ο πίνακας των συντελεστών \tilde{B} διαστάσεων $[2(2L+1)(M+1)] \times [2(2L+1)(M+1)]$ καταστρώνεται εύκολα με βάση τις παραπάνω εξισώσεις (δεν δίνεται εδώ για λόγους χώρου).

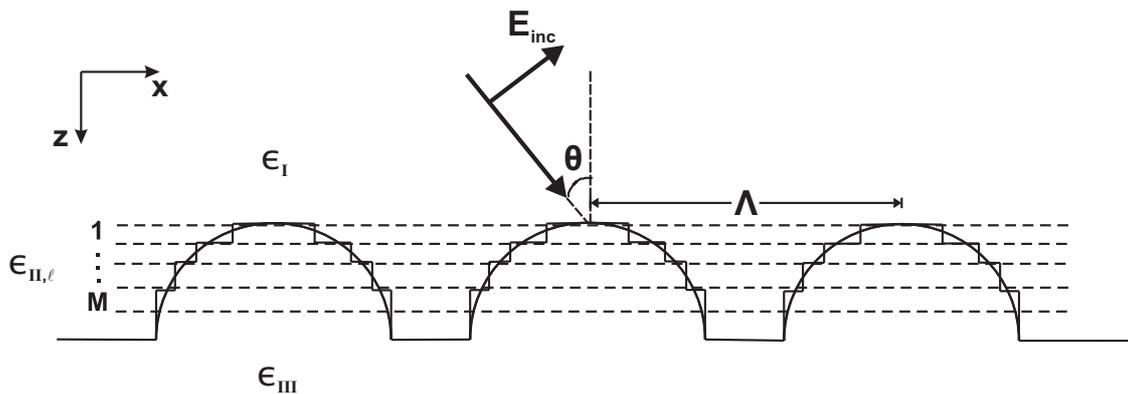
Εφόσον $\det\{\tilde{B}\} \neq 0$ το παραπάνω σύστημα έχει μοναδική λύση $\tilde{\phi}$. Έχοντας προσδιορίσει πλέον όλους τους άγνωστους συντελεστές είναι δυνατό να υπολογίσουμε και την απόδοση για κάθε τάξη περιθλασης από από τις ακόλουθες σχέσεις :

$$DE_{ri} = |R_i|^2 \frac{\text{Re}\{-k_{I,z}^*\}}{k_o n_I \cos \theta} \quad (3.57)$$

$$DE_{ti} = |T_i|^2 \frac{\text{Re}\{k_{III,z}^*\}}{k_o n_I \cos \theta} \quad (3.58)$$

όπου DE_{ri}, DE_{ti} ο i -οστός ανακλώμενος, μεταδιδόμενος αντίστοιχα όρος περιθλασης.

3.2 TM πόλωση



Σχήμα 3.2: Διάταξη εφαρμογής της RCWA για TM πόλωση

Στην περίπτωση της TM πόλωσης (σχήμα (3.2)) η διαδικασία που ακολουθείται για την εφαρμογή της μεθόδου RCWA είναι ίδια ακριβώς με αυτή που παρουσιάστηκε για την TE , γι'αυτό και δε θα επαναληφθεί. Ωστόσο για λόγους πληρότητας παραθέτουμε παρακάτω και εν συντομία τις σημαντικότερες σχέσεις.

Προσπίπτον πεδίο:

$$\vec{H}_{inc} = \hat{y}_o e^{-jk_o n_I (\sin \theta x + \cos \theta z)} \quad (3.59)$$

Πεδία στην περιοχή I :

$$\vec{H}_I = \hat{y}_o (H_{inc} + \sum_i R_i e^{-j\vec{k}_{I,i} \cdot \vec{r}}) \quad (3.60)$$

$$\vec{k}_{I,i} = k_{xi}\hat{x} + k_{I,zi}\hat{z} \quad (3.61)$$

$$k_{xi} = k_o n_I \sin \theta - iK_x \quad (3.62)$$

$$k_{I,z} = -\sqrt{k_o^2 n_I^2 - k_{xi}^2} \quad \text{για διαδιδόμενες τάξεις} \quad (k_o n_I > |k_{xi}|)$$

$$k_{I,z} = +j\sqrt{k_{xi}^2 - k_o^2 n_I^2} \quad \text{για αποσβενόμενες τάξεις} \quad (k_o n_I < |k_{xi}|)$$

$$E_{Ix} = -\frac{k_o n_I \cos \theta}{\omega \epsilon_o n_I^2} e^{-j\vec{k}_{inc} \cdot \vec{r}} + \frac{1}{\omega \epsilon_o n_I^2} \sum_i k_{I,zi} R_i e^{-j\vec{k}_{I,i} \cdot \vec{r}} \quad (3.63)$$

$$E_{Iz} = -\frac{j k_o n_I \sin \theta}{\omega \epsilon_o n_I^2} e^{-j\vec{k}_{inc} \cdot \vec{r}} - \frac{1}{\omega \epsilon_o n_I^2} \sum_i j k_{xi} R_i e^{-j\vec{k}_{I,i} \cdot \vec{r}} \quad (3.64)$$

Πεδία στην περιοχή III:

$$\vec{H}_{III} = \hat{y} \sum_i T_i e^{-j[k_{xi}x + k_{III,zi}(z-d)]} \quad (z \geq d) \quad (3.65)$$

$$d = \sum_{\ell=1}^M d_{II,\ell} = \text{συνολικό πάχος περιοχής II} \quad (3.66)$$

$$k_{III,zi} = +\sqrt{k_o n_{III}^2 - k_{xi}^2} \quad \text{για διαδιδόμενες τάξεις} \quad (k_o n_{III} > |k_{xi}|) \quad (3.67)$$

$$= -j\sqrt{k_{xi}^2 - k_o n_{III}^2} \quad \text{για αποσβενόμενες τάξεις} \quad (k_o n_{III} < |k_{xi}|) \quad (3.68)$$

$$E_{IIIx} = \frac{1}{\omega \epsilon_o n_{III}^2} \sum_i k_{III,zi} T_i e^{-j[k_{xi}x + k_{III,zi}(z-d)]} \quad (3.69)$$

$$H_{IIIz} = \frac{-1}{\omega \epsilon_o n_{III}^2} \sum_i k_{xi} T_i e^{-j[k_{xi}x + k_{III,zi}(z-d)]} \quad (3.70)$$

Περιοχή φράγματος (Περιοχή II):

Για την ℓ -ιστή υποπεριοχή ($\ell = 1, 2, \dots, M$) οι εφαπτομενικές πεδιακές συνιστώσες είναι :

$$H_{\ell y} = \sum_i U_{\ell y i}(z) e^{-jk_{xi}x + jiK_{z\ell}z} \quad (3.71)$$

$$E_{\ell x} = \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o}} \sum_i S_{\ell x i}(z) e^{-jk_{xi}x + jiK_{z\ell}z} \quad (3.72)$$

Με εφαρμογή των εξισώσεων Maxwell και δουλεύοντας όπως και για TE προκύπτει το σύστημα των συζευγμένων εφαπτομενικών συνιστωσών για τα διάφορα στρώματα του φράγματος :

$$\frac{d}{dz'} \begin{bmatrix} \tilde{U}_{\ell y} \\ \tilde{S}_{\ell x} \end{bmatrix} = j \begin{bmatrix} -\tilde{K}_{z\ell} & -\tilde{E}_{\ell} \\ \tilde{K}_x \tilde{A}_{\ell} \tilde{K}_x - \tilde{I} & -\tilde{K}_{z\ell} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{U}_{\ell y} \\ \tilde{S}_{\ell x} \end{bmatrix} \quad (3.73)$$

Σε περίπτωση ασυνεχειών του ϵ το παραπάνω σύστημα γράφεται :

$$\frac{d}{dz'} \begin{bmatrix} \tilde{U}_{\ell y} \\ \tilde{S}_{\ell x} \end{bmatrix} = j \begin{bmatrix} -\tilde{K}_{z\ell} & -\tilde{A}_{\ell}^{-1} \\ \tilde{K}_x \tilde{E}_{\ell}^{-1} \tilde{K}_x - \tilde{I} & -\tilde{K}_{z\ell} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{U}_{\ell y} \\ \tilde{S}_{\ell x} \end{bmatrix} \quad (3.74)$$

όπου

$$\tilde{E}_{\ell} = \begin{bmatrix} \epsilon_{\ell o} & \epsilon_{\ell(-1)} & \dots & \epsilon_{\ell(-L)} & \emptyset \\ \epsilon_{\ell(+1)} & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ \epsilon_{\ell(+L)} & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ \emptyset & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ \emptyset & \ddots & \ddots & \ddots & \epsilon_{\ell o} \end{bmatrix} \quad (3.75)$$

$$\tilde{A}_{\ell} = \tilde{E}_{\ell}^{-1} = \begin{bmatrix} \alpha_{\ell o} & \alpha_{\ell(-1)} & \dots & \alpha_{\ell(-L)} & \emptyset \\ \alpha_{\ell(+1)} & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ \alpha_{\ell(+L)} & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ \emptyset & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ \emptyset & \ddots & \ddots & \ddots & \alpha_{\ell o} \end{bmatrix} \quad (3.76)$$

$$\epsilon^{-1}(x, z) = \sum_h \alpha_{\ell h} e^{jh(K_x x + K_{z\ell} z)} \quad (3.77)$$

Γενικά πάντως ισχύει :

$$\frac{d}{dz'} \tilde{V}_{\ell} = j \tilde{\mathcal{A}}_{\ell} \tilde{V}_{\ell} \quad (3.78)$$

όπου ο $\tilde{\mathcal{A}}_{\ell}$ εξαρτάται από το αν το ϵ είναι συνεχές ή όχι.

Το σύστημα των συζευγμένων εξισώσεων λύνεται όπως και στην περίπτωση της TE πόλωσης :

$$\tilde{V}_{\ell} = \begin{bmatrix} \tilde{U}_{\ell y} \\ \tilde{S}_{\ell x} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} w_{11}^{\ell} e^{j\tilde{\Lambda}_1^{\ell}(z-d_{\ell-1})k_o} & w_{12}^{\ell} e^{j\tilde{\Lambda}_2^{\ell}(z-d_{\ell})k_o} \\ w_{21}^{\ell} e^{j\tilde{\Lambda}_1^{\ell}(z-d_{\ell-1})k_o} & w_{22}^{\ell} e^{j\tilde{\Lambda}_2^{\ell}(z-d_{\ell})k_o} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{c}_1^{\ell} \\ \tilde{c}_2^{\ell} \end{bmatrix} \quad (3.79)$$

Με εφαρμογή των οριακών συνθηκών προκύπτει το παρακάτω σύστημα εξισώσεων :

$z = 0$:

$$\begin{aligned} -\tilde{R} + \tilde{W}_{11}^1 \tilde{C}_1^1 + \tilde{W}_{12}^1 \tilde{X}_2^1 \tilde{C}_2^1 &= \tilde{I}_1 \\ -\tilde{Z}_I \tilde{R} + \tilde{W}_{21}^1 \tilde{C}_1^1 + \tilde{W}_{22}^1 \tilde{X}_2^1 \tilde{C}_2^1 &= \tilde{I}_2 \end{aligned}$$

$z = d_1 :$

$$-\tilde{Y}_1 \tilde{W}_{11}^1 \tilde{X}_1^1 \tilde{C}_1^1 - \tilde{Y}_1 \tilde{W}_{12}^1 \tilde{C}_2^1 + \tilde{Y}_2 \tilde{W}_{11}^2 \tilde{C}_1^2 + \tilde{Y}_2 \tilde{W}_{12}^2 \tilde{X}_2^2 \tilde{C}_2^2 = 0$$

$$-\tilde{Y}_1 \tilde{W}_{21}^1 \tilde{X}_1^1 \tilde{C}_1^1 - \tilde{Y}_1 \tilde{W}_{22}^1 \tilde{C}_2^1 + \tilde{Y}_2 \tilde{W}_{21}^2 \tilde{C}_1^2 + \tilde{Y}_2 \tilde{W}_{22}^2 \tilde{X}_2^2 \tilde{C}_2^2 = 0$$

⋮

$z = d_M :$

$$-\tilde{T} + \tilde{Y}_M \tilde{W}_{11}^M \tilde{X}_1^M \tilde{C}_1^M + \tilde{Y}_M \tilde{W}_{12}^M \tilde{C}_2^M = 0$$

$$-\tilde{Z}_{III} \tilde{T} + \tilde{Y}_M \tilde{W}_{21}^M \tilde{X}_1^M \tilde{C}_1^M + \tilde{Y}_M \tilde{W}_{22}^M \tilde{C}_2^M = 0$$

Παρατηρούμε ότι το παραπάνω σύστημα είναι όμοιο με το αντίστοιχο για TE με μόνη διαφορά στους πίνακες \tilde{I}_2, \tilde{Z}_I και \tilde{Z}_{III} οι οποίοι ορίζονται ως εξής :

$$\tilde{I}_2 = \left[0 \dots \frac{\cos \theta}{n_I} \dots 0 \right] \quad (2L+1) \times 1$$

$$\tilde{Z}_I = \text{diag} \left[\frac{1}{n_I^2} \frac{k_{I,zi}}{k_o} \right] \quad (2L+1) \times (2L+1)$$

$$\tilde{Z}_{III} = \text{diag} \left[\frac{1}{n_{III}^2} \frac{k_{III,zi}}{k_o} \right] \quad (2L+1) \times (2L+1)$$

Λύνοντας το σύστημα και προσδιορίζοντας όλους τους αγνώστους μπορούμε πλέον να υπολογίσουμε τις περιθλαστικές αποδόσεις από τις σχέσεις :

$$DE_{ri} = |R_i|^2 \frac{\text{Re}\{-k_{I,zi}^*\}}{k_o n_I \cos \theta} \quad (3.80)$$

$$DE_{ti} = |T_i|^2 \frac{n_I \text{Re}\{k_{III,zi}^*\}}{k_o n_{III}^2 \cos \theta} \quad (3.81)$$

για τον i -οστό ανακλώμενο,μεταδιδόμενο αντίστοιχα όρος περίθλασης.

3.3 Leaky-Mode Analysis

Εξετάζουμε τώρα την περίπτωση στην οποία δεν υπάρχει διέγερση, δηλαδή εξωτερική πηγή ακτινοβολίας. Το διάνυσμα διέγερσης τότε μηδενίζεται ($\tilde{b} = \tilde{\theta}$) και το σύστημα μετατρέπεται πλέον σε ομογενές :

$$\tilde{B} \tilde{\phi} = \tilde{\theta} \quad (3.82)$$

Στην περίπτωση αυτή μπορούν γενικά να προσδιορισθούν οι διαρρέοντες ρυθμοί (leaky modes) $\tilde{\beta}$ της διάταξης. Ισχύουν οι σχέσεις :

$$\tilde{k}_{xi} = \tilde{\beta} - iK_x \quad (3.83)$$

$$k_{zi} = \pm \sqrt{k_o^2 n^2 - \tilde{k}_{xi}^2} \text{ διαδιδόμενες τάξεις στις περιοχές I και III} \quad (3.84)$$

Επίσης κάνουμε χρήση των κλαδικών τομών κατά *Neviere*⁴⁰ :

Περιοχή I :

$$Im\{\tilde{k}_{I,zi}\} - Re\{\tilde{k}_{I,zi}\} \geq 0 \quad (3.85)$$

Περιοχή III :

$$Im\{\tilde{k}_{I,zi}\} - Re\{\tilde{k}_{I,zi}\} \leq 0 \quad (3.86)$$

Προκειμένου το σύστημα (3.82) να έχει μη τετριμμένη λύση πρέπει να ισχύει :

$$\det\{\tilde{B}(\tilde{\beta})\} = 0 \quad (3.87)$$

Η εξίσωση (3.87) είναι μία υπερβατική εξίσωση με άγνωστο το μιγαδικό $\tilde{\beta}$ του leaky mode. Η λύση μπορεί να βρεθεί με επαναληπτικές αριθμητικές μεθόδους (π.χ. η μέθοδος *Muller*⁴¹) οι οποίες στηρίζονται σε μια αρχική εκτίμηση για την τιμή του $\tilde{\beta}$. Ως τέτοια μπορεί να χρησιμοποιηθεί η τιμή β_o της μη διαταραγμένης διάταξης, δηλαδή αυτής που προκύπτει με αντικατάσταση του φράγματος από ένα ενιαίο στρώμα με σταθερό δείκτη διάθλασης (ενεργός δείκτης). Η παραπάνω αρχική εκτίμηση είναι τόσο περισσότερο ακριβής όσο μικρότερος είναι και ο δείκτης διαταραχής Δn του φράγματος, οπότε μικρότερη και η απόκλιση $\Delta\tilde{\beta}$ από το β_o . Πάντως γενικά η αριθμητική σύγκλιση στη σωστή λύση μπορεί να είναι ιδιαίτερα δύσκολη ανάλογα με το μέγεθος της διαταραχής και τη συνολική πολυπλοκότητα της διάταξης που καθορίζουν τελικά και τη μορφή της εξίσωσης (3.87). Στην περίπτωση αυτή η διαδικασία μπορεί να "παγιδευτεί" σε λύση χωρίς φυσικό περιεχόμενο ή να μην καταφέρει ποτέ να συγκλίνει αναλισκόμενη σε συνεχείς επαναλήψεις. Το πρόβλημα καθίσταται δυσχερέστερο ειδικά όταν η μη διαταραγμένη διάταξη διαθέτει περισσότερες από μία ιδιοτιμές (πολυρρυθμική) και αυτές απέχουν ελάχιστα μεταξύ τους.

Το σύστημα (3.82) με βάση και τη συνθήκη (3.87) έχει άπειρες λύσεις. Είναι λοιπόν απαραίτητο οι άγνωστες μεταβλητές να εκφραστούν συναρτήσει μιας μεταβλητής αναφοράς. Συχνά επιλέγεται ως τέτοια η R_o που αντιστοιχεί στον μηδενικής τάξης ανακλώμενο όρο. Έστω ότι η R_o είναι το j -οστό

στοιχείο του διανύσματος $\tilde{\phi}$ των αγνώστων και επίσης ότι αποφασίζουμε να απαλοίσουμε την i -οστή γραμμή του πίνακα \tilde{B} των συντελεστών. Τότε το σύστημα (3.82) μετατρέπεται στο ισοδύναμο :

$$\tilde{B}_{ij}\tilde{\phi}_j = -\tilde{B}_j\phi \quad (3.88)$$

όπου \tilde{B}_{ij} ο μειωμένος πίνακας \tilde{B} χωρίς τη γραμμή i και τη στήλη j , $\tilde{\phi}_j$ το διάνυσμα $\tilde{\phi}$ χωρίς το στοιχείο $\phi_j = R_o$ και \tilde{B}_j το διάνυσμα της στήλης j του \tilde{B} , πλην του στοιχείου i, j . Το μειωμένο, μη ομογενές πλέον σύστημα (3.88) είναι διαστάσεων $(N - 1) \times (N - 1)$ όπου $N \times N$ οι διαστάσεις του ομογενούς. Καθώς ισχύει $\det\{\tilde{B}_{ij}\} \neq 0$ το σύστημα έχει μοναδική λύση που βρίσκεται κλασσικά. Όλοι οι άγνωστοι συντελεστές προσδιορίζονται συναρτήσει του $\phi_j = R_o = 1.0$.

Με βάση το $\text{Re}\{\tilde{\beta}\}$ βρίσκουμε ποιες τάξεις διαδίδονται και γνωρίζοντας όλους τους συντελεστές υπολογίζουμε για την κάθε μια από αυτές τις αποδόσεις περίθλασης :

TE πόλωση:

$$\widehat{DE}_{ri} = |R_i|^2 \text{Re}\{-k_{I,zi}\} \quad (3.89)$$

$$\widehat{DE}_{ti} = |T_i|^2 \text{Re}\{k_{III,zi}\} \quad (3.90)$$

TM πόλωση:

$$\widehat{DE}_{ri} = |R_i|^2 \text{Re}\{-k_{I,zi}\} \quad (3.91)$$

$$\widehat{DE}_{ti} = |T_i|^2 \text{Re}\{k_{III,zi}\} \frac{n_I^2}{n_{III}^2} \quad (3.92)$$

Οι κανονικοποιημένες αποδόσεις υπολογίζονται από τις σχέσεις :

$$DE_{ri} = \frac{\widehat{DE}_{ri}}{\sum_i (\widehat{DE}_{ri} + \widehat{DE}_{ti})} \quad (3.93)$$

$$DE_{ti} = \frac{\widehat{DE}_{ti}}{\sum_i (\widehat{DE}_{ri} + \widehat{DE}_{ti})} \quad (3.94)$$

3.4 Αριθμητική ευστάθεια και σύγκληση

Είναι γνωστό ότι η ύπαρξη αποσβενόμενων όρων συχνά προκαλεί αριθμητικά προβλήματα στον επίλυση ηλεκτρομαγνητικών πεδίων που διαδίδονται μέσα από πολυεπίπεδες διατάξεις.³⁸ Το πρόβλημα της ανάκλασης και μετάδοσης είναι από τη φύση του αριθμητικά ευσταθές, ωστόσο η αστάθεια εισάγεται από τη χρήση μεθόδων όπως π.χ. του πίνακα μετάδοσης (transmittance matrix) για την εξασφάλιση

της συμφωνίας φάσης μεταξύ των πεδίων στα διαδοχικά στρώματα. Η μέθοδος *RCWA* είναι εν γένει αριθμητικά ευσταθής για την περίπτωση μονοεπίπεδων φραγμάτων. Ακόμα και για δομές επιφανειακής χάραξης χωρισμένες σε επιμέρους επίπεδα, η ευθεία επίλυση του συστήματος (3.56) των συνοριακών συνθηκών (π.χ. με διάσπαση *LU*) ως προς τους άγνωστους συντελεστές ανάκλασης και μετάδοσης R_i, T_i αντίστοιχα είναι ευσταθής ανεξάρτητα από το πλήθος των στρωμάτων, το πάχος τους ή τους δείκτες διάθλασης. Όμως για πολύ μεγάλο αριθμό στρωμάτων οι διαστάσεις του συστήματος $(2(2L+1)(M+1) \times (2(2L+1)(M+1))$ αυξάνουν σημαντικά την πολυπλοκότητά του καθιστώντας υπολογιστικά ασύμφορη την απευθείας επίλυσή του. Είναι τότε απαραίτητη η επιστροφή ειδικών μεθόδων για τη βελτίωση της υπολογιστικής επίδοσης, οι οποίες όμως εισάγουν ταυτόχρονα αριθμητικές αστάθειες. Ειδικότερα για την περίπτωση της *RCWA* χρησιμοποιείται η τεχνική του transmittance matrix, καθώς η έκφραση των πεδίων ως αναπτύγματα *Fourier* συζευγμένων χωρικών αρμονικών και η συμφωνία φάσης αυτών μεταξύ όλων των στρωμάτων καθιστούν τις δύο μεθόδους απόλυτα συμβατές. Η φύση και προέλευση των ασταθειών που εισάγονται στην περίπτωση αυτή έχει μελετηθεί και εντοπιστεί.³⁹ Συγκεκριμένα έχει βρεθεί ότι με την εφαρμογή του transmittance matrix εμφανίζεται από μία αντιστροφή πίνακα για κάθε στρώμα του φράγματος ως εξής :

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} \delta_{i0} \\ j\delta_{i0} \cos \theta/n_I \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} I \\ -jZ_I \end{bmatrix} R = \\ & = \prod_{\ell=1}^M \begin{bmatrix} W_\ell & W_\ell X_\ell \\ V_\ell & -V_\ell X_\ell \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W_\ell X_\ell & W_\ell \\ V_\ell X_\ell & -V_\ell \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} I \\ jZ_{III} \end{bmatrix} T \end{aligned} \quad (3.95)$$

όπου οι σχετικοί πίνακες έχουν οριστεί παραπάνω. Παρατηρούμε ότι αν στους διαγώνιους πίνακες της μορφής $\tilde{X}^\ell = e^{-k_o \tilde{\Lambda}^\ell d_\ell}$ παρουσιαστεί τουλάχιστον ένα στοιχείο με ιδιοτιμή $\text{Re}\{\lambda_{\ell,i}\}$ θετική και πολύ μεγάλη (αποσβένον κύμα), τότε το στοιχείο αυτό θα είναι πρακτικά μηδέν. Τότε όλα τα στοιχεία της αριστερής στήλης του αντιστρόφου πίνακα θα είναι πρακτικά μηδενικά. Η αντιστροφή αυτού του πίνακα, ακόμα και αν είναι δυνατή, θα οδηγήσει σε υπερβολικά μεγάλες τιμές για τα προβληματικά διαγώνια στοιχεία τα οποία δεν μπορούν να αναπαρασταθούν από την πεπερασμένη ακρίβεια του υπολογιστή, με αποτέλεσμα υπερχείλιση και σφάλματα στρογγυλοποίησης. Η αριθμητική αυτή ανακρίβεια προκαλεί την εμφάνιση αστάθειας κατά την επίλυση. Μειώνοντας το πάχος d_ℓ των επιμέρους στρωμάτων μπορεί παροδικά να αμβλύνει το πρόβλημα καθώς ελαττώνει το μέγεθος του εκθέτη, ωστόσο αυτό, ειδικά σε φράγματα μεγάλου βάθους ή πολυεπίπεδα, αυξάνει το πλήθος των στρωμάτων άρα και τις διαστάσεις

του συστήματος και την υπολογιστική πολυπλοκότητα. Γενικότερα, έχουν αναπτυχθεί αρκετές τεχνικές για την άρση τέτοιων ασταθειών σε παρόμοια προβλήματα ενώ ειδικά για την *RCWA* έχει προταθεί από τους *Moharam* και *Gaylor*³⁹ μία αποτελεσματικά ευσταθής τροποποίηση της μεθόδου του *transmittance matrix*.

Τέλος, πρέπει να τονίσουμε ότι η αριθμητική ακρίβεια με την οποία προσδιορίζονται οι αποδόσεις των τάξεων περιθλασης εξαρτάται κατά κύριο λόγο από το πλήθος των αρμονικών $(2L + 1)$ που διατηρούνται στην ανάλυση. Παρ' όλα αυτά, η αύξηση των αρμονικών βελτιώνει μεν την ακρίβεια, αυξάνει δε την πολυπλοκότητα του συστήματος. Επίσης, η αύξηση των αρμονικών οδηγεί και στην εμφάνιση ιδιοτιμών ιδιαίτερα μεγάλου μεγέθους με αποτέλεσμα οι αντίστοιχοι αποσβενόμενοι όροι να δυσχεραίνουν την αστάθεια του συστήματος. Ανεξαρτήτως πάντως του αριθμού των αρμονικών, αυτό που πρέπει πάντα να ικανοποιείται είναι η διατήρηση της ενέργειας του συστήματος μέσω της σχέσης :

$$\sum_i (DE_{ri} + DE_{ti}) = 1 \quad (3.96)$$

Η (3.96) αποτελεί αναγκαία συνθήκη για την ευστάθεια της λύσης, δεν εξασφαλίζει όμως και την ακρίβεια των αποδόσεων, η οποία επαναλαμβάνουμε ότι εξαρτάται από το πλήθος των αρμονικών.

Κεφάλαιο 4

Αποτελέσματα

4.1 Εισαγωγή

Στις ενότητες που ακολουθούν παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων με τη *RCWA-LM* για κάθε μια από τις τέσσερις διατάξεις και για συγκεκριμένες παραμέτρους σχεδίασης. Σε κάθε περίπτωση η προσομοίωση γίνεται συναρτήσει χαρακτηριστικών παραμέτρων κάθε διάταξης ώστε να καταστεί σαφής η επίδραση τους στη συνολική απόδοση. Εκείνο που πρέπει να τονιστεί είναι ότι ο βασικός σκελετός κάθε διάταξης, δηλαδή υπόστρωμα, κυματοδηγός, κάλυμμα, διατηρείται σταθερός ως προς τα μεγέθη του (δείκτες διάθλασης, πάχος κυματοδηγού) ώστε να εξασφαλιστεί όσο το δυνατόν πιο άμεση σύγκριση μεταξύ τους. Τα βασικά βήματα για τη σχεδίαση των συζευκτών είναι τα εξής :

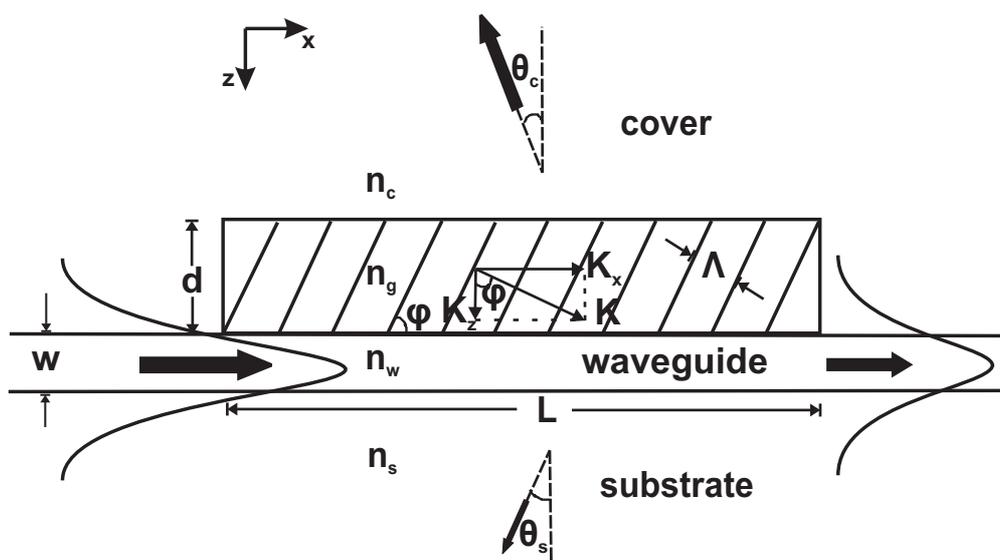
1. **Επίλυση προβλήματος ιδιοτιμών μη διαταραγμένου συστήματος :** Οι ιδιοτιμές β_o (ή n_{eff}) προκύπτουν από τη λύση της χαρακτηριστικής υπερβατικής (transcendental) εξίσωσης, όπως αυτή προκύπτει από την κατάσρωση των εξισώσεων του *Maxwell* σε κάθε περιοχή της διάταξης και την ικανοποίηση των αντίστοιχων οριακών συνθηκών στις διεπιφάνειες. Στο μη διαταραγμένο σύστημα η περιοχή του φράγματος αντικαθίσταται ένα ομογενές στρώμα (μηδενική διαταραχή) με τη βοήθεια είτε του μέσου δείκτη διάθλασης του υλικού (περίπτωση ολογράμματος) είτε του ενεργού δείκτη διάθλασης (περίπτωση φραγμάτων χάραξης). Στην περίπτωση πολυρυθμικής λειτουργίας είναι δυνατό να προκύψουν περισσότερες της μιας ιδιοτιμές. Σε κάθε περίπτωση, εκείνες που μας ενδιαφέρουν είναι αυτές με μέγιστο στην περιοχή του κυματοδηγού.
2. **Υπολογισμός της περιόδου Λ_x του φράγματος :** Με βάση την ιδιοτιμή που υπολογίστηκε στο

προηγούμενο βήμα υπολογίζουμε την οριζόντια περίοδο του φράγματος ώστε να εξασφαλίζεται σχεδόν κατακόρυφη σύζευξη πρώτης τάξης ($\theta_c = -2^\circ$) και λειτουργία περίθλασης απλής τάξης για δεδομένο μήκος κύματος ελευθέρου χώρου ($\lambda_o = 1.0\mu m$) από τη σχέση :

$$\Lambda_x = \frac{\lambda_o}{n_{eff} - n_c \sin \theta_c} \quad (4.1)$$

3. **Υπολογισμός διαρρέοντος ρυθμού και αποδόσεων περίθλασης μέσω RCWA - LM :** Για την τιμή της περιόδου που υπολογίστηκε στο δεύτερο βήμα και για τις σχεδιαστικές παραμέτρους κάθε διάταξης καταστρώνεται η *RCWA - LM* και επιλύεται αριθμητικά. Ως τιμή εκκίνησης για τον προσδιορισμό του $\tilde{\beta}$ χρησιμοποιείται η ιδιοτιμή β_o . Με τη χρήση της σχετικής απόδοσης περίθλασης (κατευθυντικότητας) στο κάλυμμα n_c και του συντελεστή σύζευξης α που προκύπτουν από την αριθμητική επίλυση υπολογίζουμε την αντίστοιχη απόδοση σύζευξης CE_c για δεδομένο μήκος συζεύκτη.

4.2 Συζεύκτης ολογραφικού φράγματος



Σχήμα 4.1: Συζεύκτης ολογραφικού φράγματος με το φράγμα στο κάλυμμα

Στο σχήμα (4.1) φαίνεται ο συζεύκτης ολογραφικού φράγματος με το φράγμα στο κάλυμμα. Το ολόγραμμα έχει πάχος $d = 6.0\mu m$, μέσο δείκτη διάθλασης $n_g = 1.50$ και είναι τοποθετημένο πάνω σε κυματοδηγό πολυμερούς, πάχους $w = 0.4\mu m$ και δείκτη διάθλασης $n_w = 1.56$. Η περιοχή του καλύμματος θεωρούμε ότι αποτελείται από αέρα ($n_c = n_o = 1.0$) ενώ το υπόστρωμα από SiO_2 με

Πίνακας 4.1: Παράμετροι σχεδίασης συζεύκτη ολογραφικού φράγματος

Παράμετρος	Τιμή
n_c	1.0
n_g	1.50
n_w	1.56
n_s	1.4567
Δn	0.02 – 0.04
$d(\mu m)$	6.0
$w(\mu m)$	0.4
$L(\mu m)$	100/200
$\lambda_o(\mu m)$	1.0
$\phi(deg)$	$10^\circ - 90^\circ$
$\theta_c(deg)$	-2°

$n_s = 1.4567$. Η διάταξη θα προσομοιωθεί για τρεις διαφορετικές τιμές του συντελεστή διαμόρφωσης Δn του δείκτη διάθλασης του φράγματος ($\Delta n = 0.02, 0.03 \& 0.04$), ώστε να εξεταστεί η επίδρασή του στην απόδοση της σύζευξης. Επίσης, η προσομοίωση κάθε διάταξης θα πραγματοποιηθεί συναρτήσει της γωνίας κλίσης ϕ των μετώπων φάσης του ολογράμματος για να προσδιοριστεί με ακρίβεια η γωνία *blaze* στην οποία μεγιστοποιείται η σύζευξη προς το κάλυμμα. Οι παράμετροι σχεδίασης συνοψίζονται στον πίνακα (4.1).

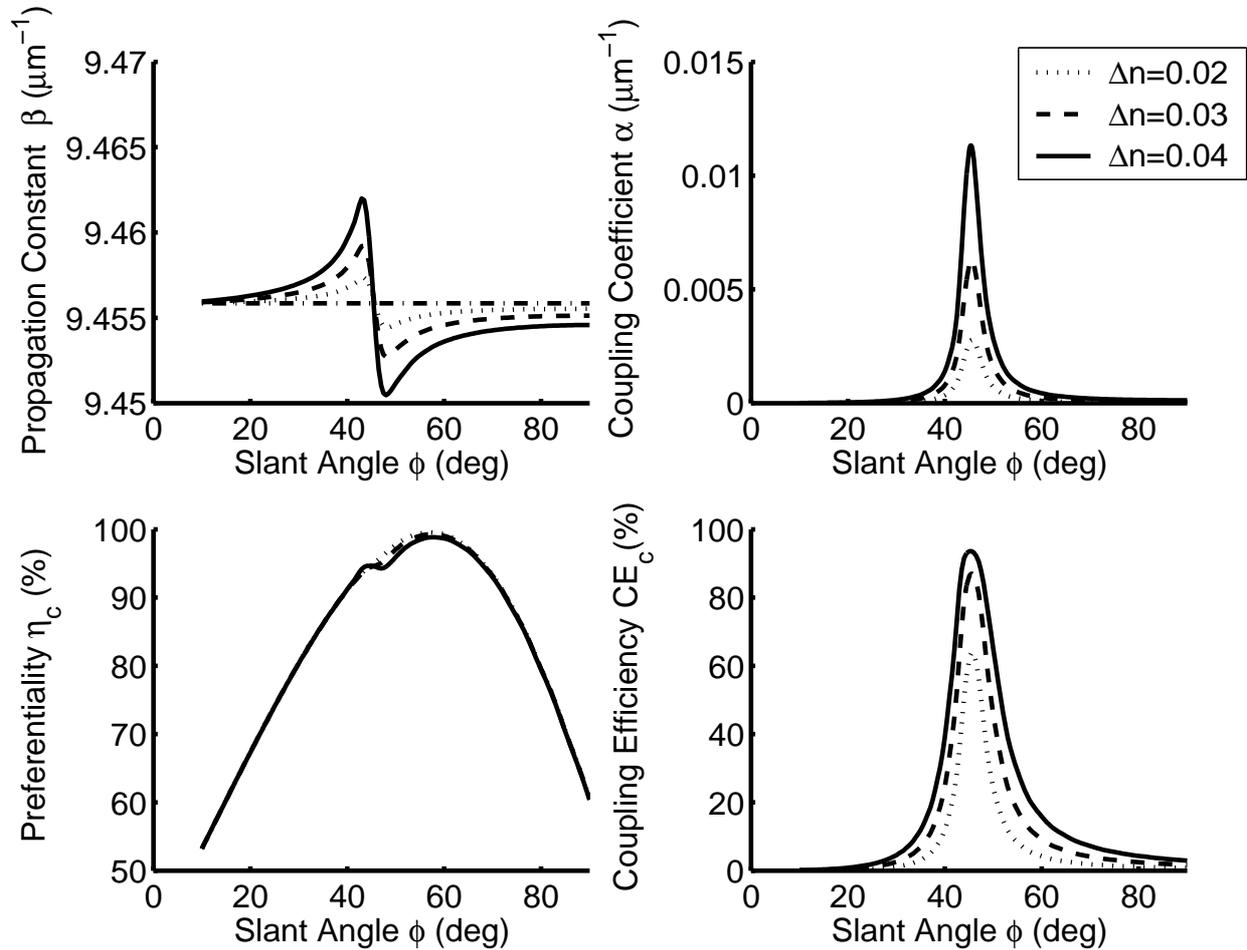
Πρέπει να σημειωθεί ότι λόγω του σχετικά μεγάλου πάχους του ολογράμματος είναι δυνατό να εμφανίζονται περισσότεροι ρυθμοί με μέγιστο στην περιοχή του φράγματος ($n_s < n_{eff} < n_g$). Στην περίπτωση αυτή μας ενδιαφέρει μόνο ο ρυθμός που έχει μέγιστο στον κυματοδηγό ($n_g < n_{eff} < n_w$). Τέλος, η περίοδος Λ υπολογίζεται από την Λ_x με τη βοήθεια της σχέσης :

$$\Lambda = \Lambda_x \sin \phi \quad (4.2)$$

4.2.1 TE πόλωση

Στην περίπτωση της *TE* πόλωσης η λύση του προβλήματος ιδιοτιμών δίνει πέντε ρυθμούς ($TE_0 - TE_4$) από τους οποίους ο TE_4 είναι εκείνος που αντιστοιχεί σε μέγιστο στον κυματοδηγό, με τιμή που είναι ίδια σε κάθε περίπτωση, αφού το Δn δεν υπεισέρχεται στον υπολογισμό, και είναι ίση με $\beta_o = 9.455851 \mu m^{-1}$ ($n_{eff} = 1.504945$). Επομένως, από την (4.1) προκύπτει $\Lambda_x = 0.649 \mu m$, επίσης σταθερό για όλες τις περιπτώσεις σχεδίασης. Η περίοδος Λ θα μεταβάλλεται συναρτήσει της

γωνίας ϕ σύμφωνα με τη σχέση (4.2). Χρησιμοποιώντας τις παραμέτρους σχεδίασης που ορίστηκαν παραπάνω, την περίοδο Λ_x ως μεταβλητές εισόδου αλλά και το β_o ως σημείο εκκίνησης στην $RCWA$ - LM , προσομοιώνουμε τις διατάξεις συναρτήσει της γωνίας ϕ . Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης παρουσιάζονται στο σχήμα (4.2).



Σχήμα 4.2: Αποτελέσματα συζεύκτη ολογραφικού φράγματος για TE πόλωση ($L = 200\mu m$)

Όπως εύκολα προκύπτει από την ποιοτική εξέταση των διαγραμμάτων αυτών, η απόδοση της διάταξης ως συζεύκτη παρουσιάζει μια έντονη συμπεριφορά συντονισμού. Συγκεκριμένα, το πραγματικό μέρος β της σταθερά διάδοσης "ταλαντώνεται" γύρω από την οριζόντια ευθεία που αντιστοιχεί στη λύση β_o του μη διαταραγμένου συστήματος. Ο συντελεστής σύζευξης α , δηλαδή το φανταστικό μέρος της μιγαδικής σταθεράς διάδοσης του διαρρέοντος ρυθμού, αυξάνει απότομα με τη γωνία κλίσης ϕ για να αποκτήσει μέγιστο στην τιμή της γωνίας για την οποία μεγιστοποιείται η αλληλεπίδραση του ρυθμού

με το φράγμα. Αμέσως μετά και καθώς η γωνία συνεχίζει να αυξάνει, τείνοντας προς την $\phi = 90^\circ$ (μέτωπα φάσης σχεδόν κατακόρυφα), ο συντελεστής μειώνεται και πάλι απότομα μέχρι πρακτικά να μηδενιστεί. Αν μάλιστα εξετάσουμε τη συνδυασμένη συμπεριφορά των β και α , ως του πραγματικού και φανταστικού αντίστοιχα όρου της μιγαδικής σταθεράς διάδοσης, τότε θα διαπιστώσουμε ότι παρουσιάζει έντονη αναλογία με εκείνη ενός μέσου απορρόφησης (γενικότερα ενός ταλαντωτή) που περιγράφεται από σχετική επιρρεπότητα $\tilde{\chi}(\omega) = \chi'(\omega) - j\chi''(\omega)$ και το οποίο συντονίζεται (μέγιστη απορρόφηση) όταν $\chi'(\omega_o) = 0$ & $\chi''(\omega_o) = \max$ με ταυτόχρονο άλμα φάσης της συνάρτησης απόκρισης του κατά π . Συνεπώς, όπως στο μέσο απορρόφησης στη συχνότητα συντονισμού μεγιστοποιείται η αλληλεπίδραση (ισοδύναμα η σύζευξη) μεταξύ της εξωτερικής πηγής ενέργειας και του μέσου, έτσι και στο ολογραφικό φράγμα στη γωνία συντονισμού μεγιστοποιείται η αλληλεπίδραση του διαρρέοντος ρυθμού με το φράγμα, άρα κατ'επέκταση και η σύζευξη ισχύος προς τις τάξεις περιθλάσης. Ειδικά στην περίπτωση του ολογραφικού φράγματος, ο όρος που μηδενίζεται στο συντονισμό είναι η διαταραχή $\Delta\beta = \beta - \beta_o$ με ταυτόχρονη αλλαγή προσήμου που μεταφράζεται σε άλμα φάσης κατά π της συνάρτησης απόκρισης, π.χ. του μιγαδικού συντελεστή μετάδοσης πρώτης τάξης στο κάλυμμα \tilde{T}_{c1} . Το χαρακτηριστικό αυτό φαινόμενο στη συμπεριφορά των ολογραφικών φραγμάτων είχε ήδη από παλιά επισημανθεί από τους *Neviere et al.*, οι οποίοι είχαν προσεγγίσει το συντονισμό αυτό με *Lorentzian* κατανομή.⁴²

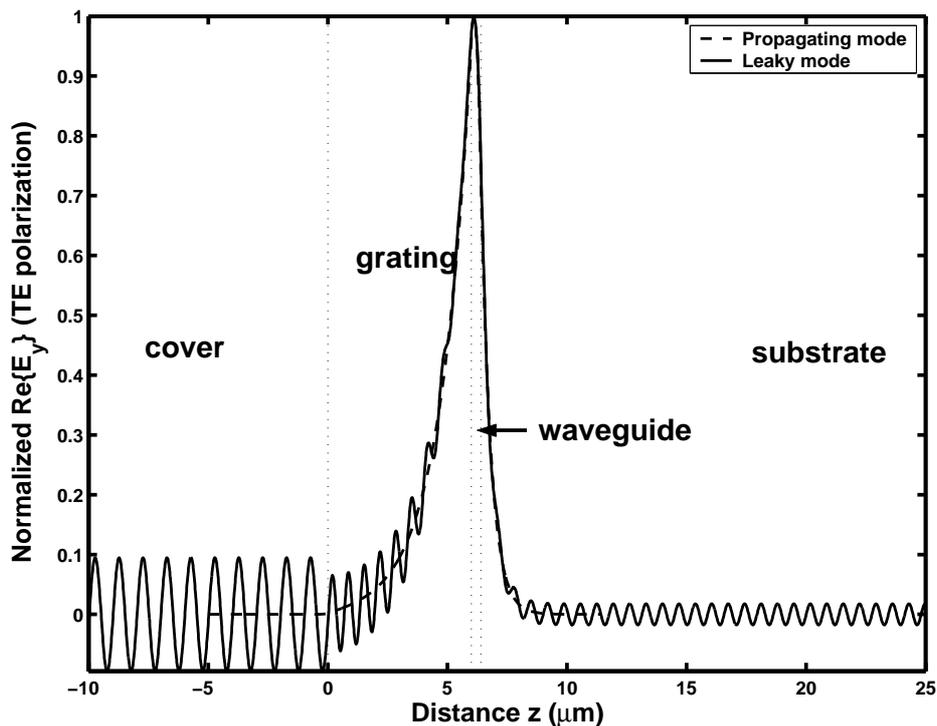
Η κατευθυντικότητα η_c αυξάνει με τη γωνία ϕ για να φτάσει τη μέγιστη τιμή της, της τάξης του 99%, και κατόπιν πάλι να μειωθεί. Ωστόσο, η μεγιστοποίηση της κατευθυντικότητας δε γίνεται στην ίδια γωνία με το συντελεστή σύζευξης, αλλά σε ελαφρώς μεγαλύτερη, γύρω στις 57° . Γενικότερα, η καμπύλη της κατευθυντικότητας δεν έχει την ίδια συντονιστική συμπεριφορά και είναι πολύ πιο ομαλή από την αντίστοιχη του συντελεστή σύζευξης. Είναι αξιοσημείωτο επίσης ότι και για τις τρεις τιμές του Δn οι καμπύλες πρακτικά ταυτίζονται, γεγονός που επιβεβαιώνει την ανεξαρτησία της κατευθυντικότητας από τη διαταραχή του δείκτη διάθλασης του φράγματος.

Η απόδοση σύζευξης προς το κάλυμμα CE_c προκύπτει ως συνισταμένη της συνδυασμένης επίδρασης του συντελεστή σύζευξης και της κατευθυντικότητας προς το κάλυμμα. Παρατηρούμε ότι ουσιαστικά είναι ο συντελεστής α που διαμορφώνει την καμπύλη της απόδοσης δίνοντας της την ίδια συμπεριφορά συντονισμού. Τα μέγιστα της καμπύλης του CE_c εμφανίζονται στις ίδιες γωνίες με τα αντίστοιχα της καμπύλης του α . Η αύξηση του Δn αυξάνει τα μέγιστα, επιδρώντας στην ένταση με την οποία αλληλεπιδρά ο ρυθμός με το φράγμα. Η μέγιστη απόδοση που επιτυγχάνεται για $\Delta n = 0.04$ είναι 84.79% για συζεύκτη μήκους $L = 100\mu m$ και 93.58% για μήκος $L = 200\mu m$. Οι τιμές βέλτιστης

απόδοσης για κάθε περίπτωση δίνονται στον πίνακα (4.2). Τέλος, στο σχήμα (4.3) φαίνεται η κατανομή του κανονικοποιημένου πεδίου τόσο του κυματοδηγούμενου ρυθμού απουσία διαταραχής όσο και του διαρρέοντος παρουσία του φράγματος. Χαρακτηριστική είναι στη δεύτερη περίπτωση η σχετική διαφορά μεταξύ της διαρροής στο κάλυμμα και στο υπόστρωμα.

Πίνακας 4.2: Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη ολογραφικού φράγματος για TE πόλωση

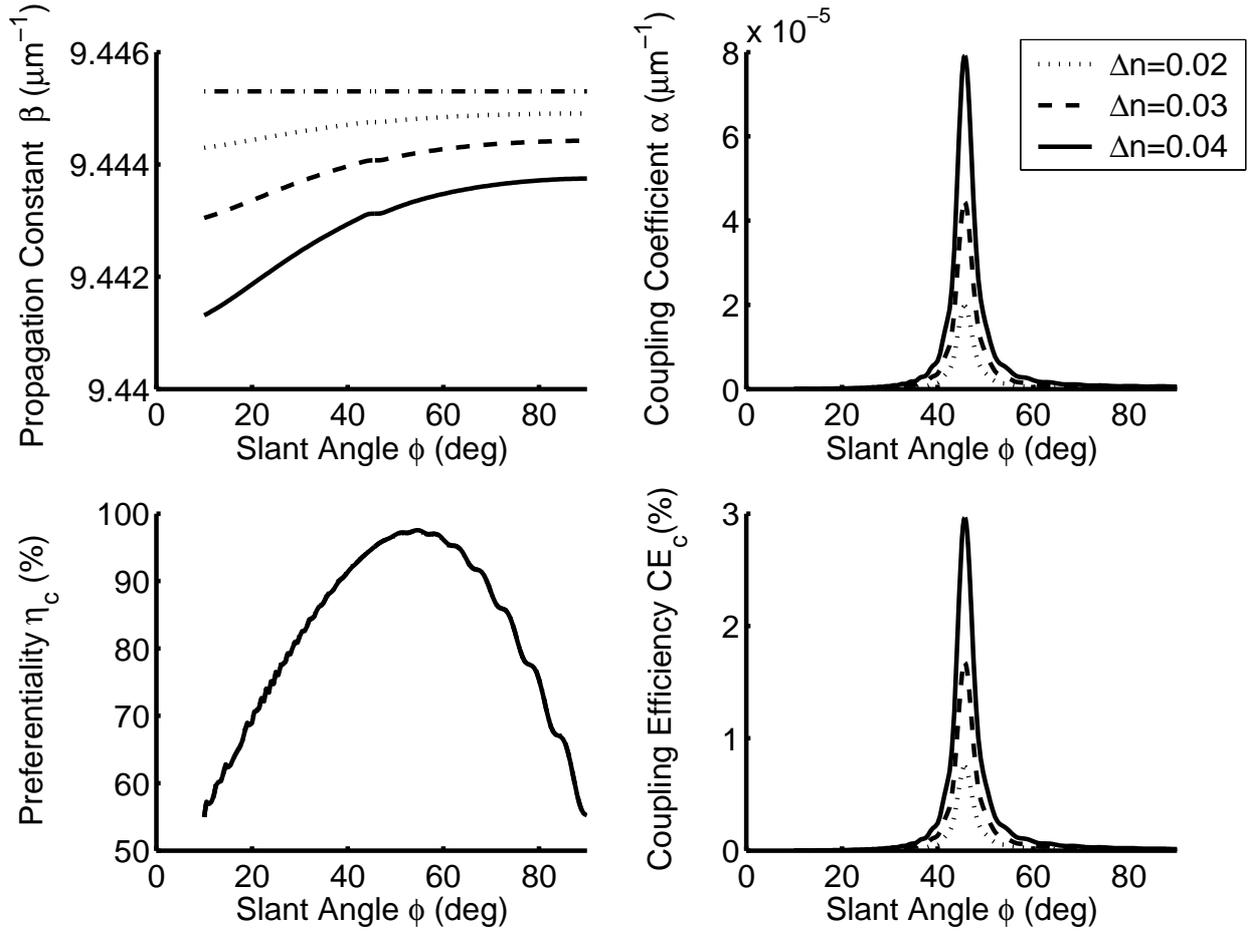
Δn	$\phi(deg)$	$\Lambda_x(\mu m)$	$\beta(\mu m^{-1})$	$\alpha(\mu m^{-1})$	$\eta_c(\%)$	$CE_c(\%)$	
						$L = 100\mu m$	$L = 200\mu m$
0.02	45.7	0.649	9.455837	0.002779	95.17	40.59	63.86
0.03	45.5	0.649	9.456065	0.006291	94.62	67.73	86.98
0.04	45.4	0.649	9.456052	0.011329	94.60	84.79	93.58



Σχήμα 4.3: Κατανομή κανονικοποιημένου πεδίου ($Re\{E_y\}$) για TE πόλωση παρουσία και μη φράγματος ($\Delta n = 0.02$, $\phi = 45.7^\circ$)

4.2.2 TM πόλωση

Στην περίπτωση της TM πόλωσης η λύση του προβλήματος ιδιοτιμών δίνει επίσης πέντε ιδιοτιμές. Ο TM_4 που μας ενδιαφέρει έχει $\beta_o = 9.4453\mu m^{-1}$ ($n_{eff} = 1.503266$). Επομένως, από την (4.1) προκύπτει $\Lambda_x = 0.650\mu m$. Η περίοδος Λ θα μεταβάλλεται και πάλι συναρτήσει της γωνίας ϕ σύμφωνα με τη σχέση (4.2). Με βάση τις τιμές αυτές ως σημείο εκκίνησης εκτελούμε την ίδια ακολουθία προσομοιώσεων. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στο σχήμα (4.4).



Σχήμα 4.4: Αποτελέσματα συζεύκτη ολογραφικού φράγματος για TM πόλωση ($L = 200\mu m$)

Παρατηρούμε ότι η συμπεριφορά των καμπυλών, με εξαίρεση εκείνης του β , είναι και για TM πόλωση ποιοτικά ίδια με την αντίστοιχη για TE πόλωση. Εκεί όμως που έγκειται η σημαντική διαφορά μεταξύ των δύο περιπτώσεων και που διαφοροποιεί ριζικά τη λειτουργία της διάταξης για τις δύο πολώσεις είναι στην ποσοτική συμπεριφορά. Τόσο ο συντελεστής σύζευξης α όσο και η απόδοση

σύζευξης CE_c είναι στην TM πόλωση σχεδόν δύο τάξεις μεγέθους κάτω από τα αντίστοιχα μεγέθη της TE πόλωσης. Η μέγιστη απόδοση σύζευξης που επιτυγχάνεται για $\Delta n = 0.04$ είναι 1.49% για $L = 100\mu m$ και 2.96% για $L = 200\mu m$. Τα σχετικά μεγέθη παρουσιάζονται στον πίνακα (4.3). Ουσιαστικά η συνολική απόδοση της διάταξης του ολογραφικού φράγματος στην περίπτωση TM

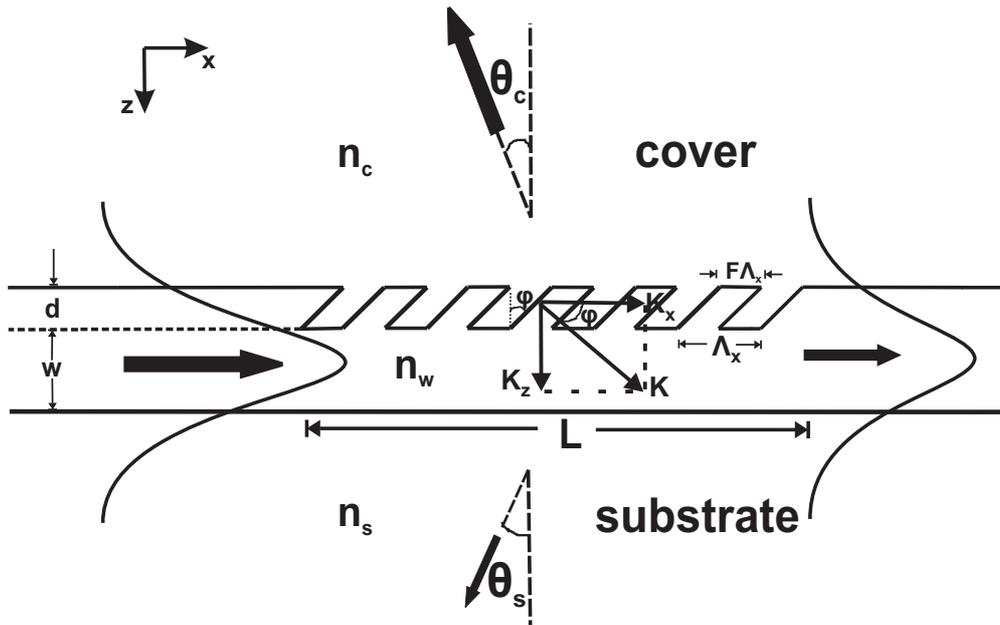
Πίνακας 4.3: Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη ολογραφικού φράγματος για TM πόλωση

Δn	$\phi(deg)$	$\Lambda_x(\mu m)$	$\beta(\mu m^{-1})$	$\alpha(\mu m^{-1})$	$\eta_c(\%)$	$CE_c(\%)$	
						$L = 100\mu m$	$L = 200\mu m$
0.02	45.7	0.650	9.444754	0.000019	95.13	0.37	0.72
0.03	45.7	0.650	9.444074	0.000044	95.13	0.84	1.66
0.04	45.7	0.650	9.443124	0.000079	95.14	1.49	2.96

πόλωσης μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα. Οι τιμές της κατευθυντικότητας η_c παραμένουν οι ίδιες και στις δύο περιπτώσεις, γεγονός που αποδεικνύει ότι εκείνο που αλλάζει δραματικά στην TM πόλωση είναι η ένταση της αλληλεπίδρασης του ρυθμού με το φράγμα, που αντικατοπτρίζεται στον συντελεστή σύζευξης α και κατ'επέκταση στην απόδοση σύζευξης CE_c . Η συμπεριφορά εξάρτησης της λειτουργίας του συζεύκτη από την πόλωση (polarization dependence) που έχει αποδειχθεί και θεωρητικά² εμφανίζεται για ένα εύρος γωνιών εξόδου γύρω από την κατακόρυφο. Για την άρση αυτού του περιορισμού και λειτουργία της διάταξης ανεξάρτητη από την πόλωση (polarization independence) πρέπει να αυξηθεί η γωνία πέραν των $\sim 30^\circ$ από την κατακόρυφο. Παραπέμπουμε σχετικά στις δημοσιεύσεις των *Villalaz et al.*⁷

4.3 Συζεύκτης φράγματος κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης

Στο σχήμα (4.5) φαίνεται ο συζεύκτης φράγματος κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης. Τα μεγέθη ως προς το βασικό σκελετό της διάταξης (κυματοδηγός, υπόστρωμα, κάλυμμα) έχουν διατηρηθεί σταθερά. Ως προς τα χαρακτηριστικά μεγέθη του φράγματος, για το μεν πάχος (κατακόρυφο) θα χρησιμοποιηθούν τρεις τιμές, $d = 0.1, 0.2$ & $0.3\mu m$, για το δε filling factor πέντε τιμές, $F = 0.3, 0.4, 0.5, 0.6$ & 0.7 . Διατηρώντας ένα από τα δύο αυτά μεγέθη σταθερό και μεταβάλλοντας το άλλο θα διαπιστώσουμε την



Σχήμα 4.5: Συζεύκτης κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης

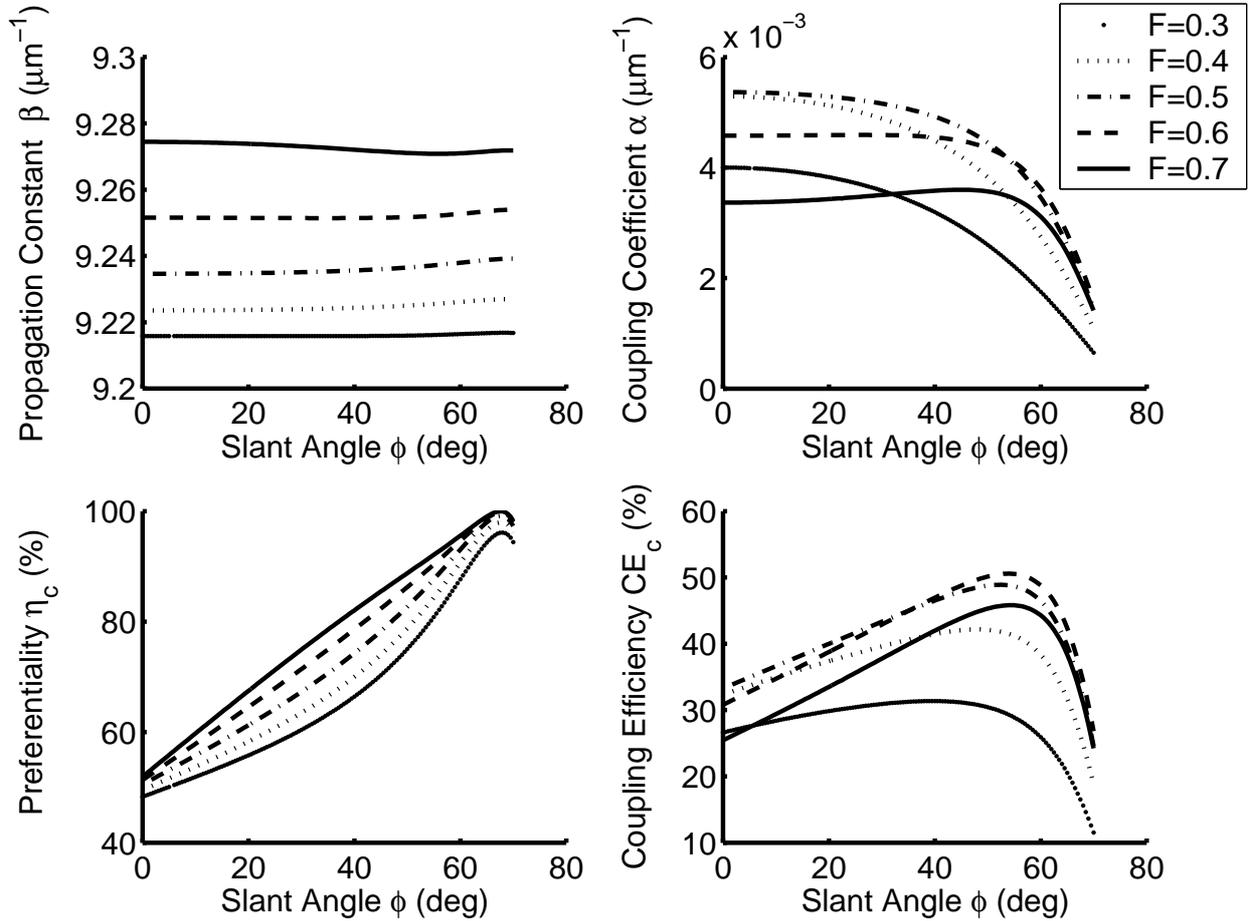
επίδρασή του στην απόδοση της διάταξης. Όσο για τη γωνία κλίσης ϕ , αυτή μεταβάλλεται σε κάθε περίπτωση στο εύρος τιμών $0 - 70^\circ$ ώστε να προσδιοριστεί με ακρίβεια η βέλτιστη τιμή της (blaze angle). Οι τιμές σχεδίασης της διάταξης συνοψίζονται στον πίνακα (4.4).

Πίνακας 4.4: Παράμετροι σχεδίασης συζεύκτη φράγματος κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης

Παράμετρος	Τιμή
n_c	1.0
n_w	1.56
n_s	1.4567
$d(\mu m)$	0.1 – 0.3
$w(\mu m)$	0.4
$L(\mu m)$	50/100
$\lambda_o(\mu m)$	1.0
F	0.3 – 0.7
$\phi(deg)$	$0 - 70^\circ$
$\theta_c(deg)$	-2°

4.3.1 TE πόλωση

Αρχικά, διατηρώντας το κατακόρυφο βάθος του φράγματος σταθερό και ίσο με $d = 0.2\mu m$ μεταβάλλουμε το filling factor στο εύρος τιμών $0.3 - 0.7$. Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων παρουσιάζονται στο σχήμα (4.6).



Σχήμα 4.6: Αποτελέσματα συζεύκτη κεκλιμένης χάραξης για $d = 0.2\mu m$ και TE πόλωση ($L = 100\mu m$)

Η σταθερά διάδοσης β αυξάνεται με το F , αφού κάθε φορά προστίθεται στη διάταξη μεγαλύτερο ποσοστό υλικού υψηλού δείκτη διάθλασης ($n_w = 1.56$), μετατοπίζοντας έτσι υψηλότερα και τον ενεργό δείκτη n_{eff} του διαρρέοντος ρυθμού. Ο συντελεστής σύζευξης α ξεκινάει σε κάθε περίπτωση από τη μέγιστη τιμή του για γωνία κλίσης $\phi = 0^\circ$, όταν δηλαδή το φράγμα είναι ορθογωνικό, παραμένοντας σχεδόν σταθερός για ένα εύρος γωνιών ($\sim 40^\circ$) πριν αρχίσει να μειώνεται σημαντικά πλησιάζοντας τις 70° . Η καμπύλη που βρίσκεται ψηλότερα είναι εκείνη για $F = 0.5$ με τις $F = 0.4$ & 0.6 να κινούνται λίγο χαμηλότερα. Συνεπώς, η αλληλεπίδραση του ρυθμού με το φράγμα είναι εντονότερη

στην περίπτωση σχεδόν τετραγωνικού φράγματος ($F = 0.5, \phi \simeq 0^\circ$). Στις ακραίες τιμές $F = 0.3$ & 0.7 η αλληλεπίδραση μειώνεται σημαντικά.

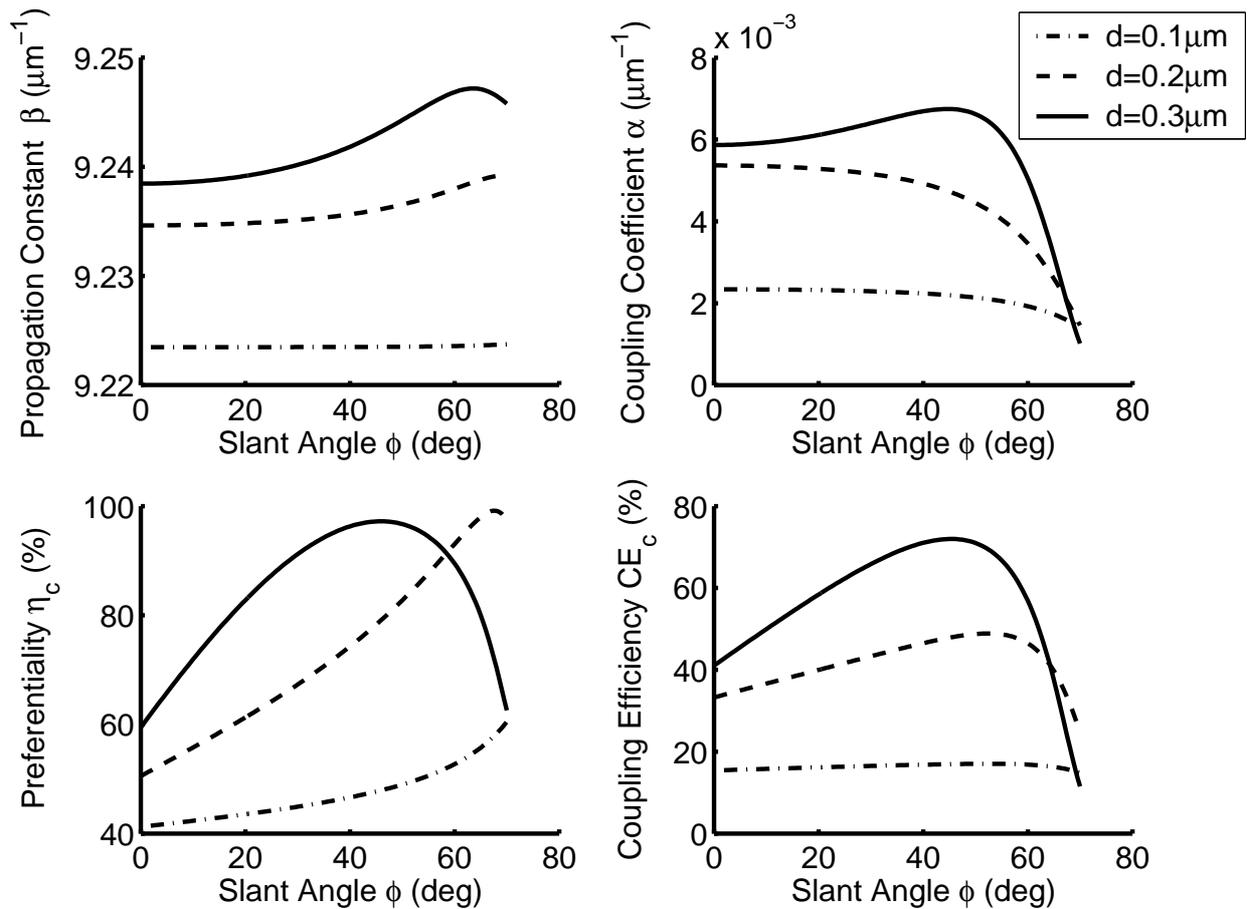
Η κατευθυντικότητα προς το κάλυμμα η_c είναι αύξουσα συνάρτηση της γωνίας κλίσης για όλο σχεδόν το εύρος των τιμών της ($\leq 68^\circ$). Σε μεγαλύτερες γωνίες και αφού έχει φθάσει στο μέγιστο της τάξης του 99% αρχίζει να μειώνεται αλλά ούτως ή άλλως τέτοιες τιμές γωνιών είναι δύσκολα υλοποιήσιμες στην πράξη. Για δεδομένη γωνία η αύξηση του η_c με το F είναι σχετικά μικρή. Για $\phi = 0^\circ$ όλες οι καμπύλες συμπίπτουν σε $\eta_c \sim 50\%$, δηλαδή σε ορθογωνικό φράγμα η ισχύς ισοκατανέμεται σε υπόστρωμα και κάλυμμα, όπως και αναμέναμε.

Η απόδοση σύζευξης προς το κάλυμμα CE_c αυξάνεται ομαλά με τη γωνία για να φθάσει στη μέγιστη τιμή της γύρω από τις 50° και στη συνέχεια μειώνεται απότομα. Η σχετική "ασυμφωνία" μεταξύ του συντελεστή α και της κατευθυντικότητας η_c , υπό την έννοια ότι οι μέγιστες τιμές τους δεν εμφανίζονται στην ίδια περιοχή γωνιών, έχει ως αποτέλεσμα να περιορίζεται και η μέγιστη απόδοση CE_c . Τη βέλτιστη συμπεριφορά παρουσιάζουν οι καμπύλες $F = 0.5$ & 0.6 με αποδόσεις που φθάνουν περίπου το 50% για φράγμα μήκους $L = 100\mu m$. Οι τιμές βέλτιστης απόδοσης για κάθε περίπτωση σχεδίασης δίνονται στον πίνακα (4.5).

Πίνακας 4.5: Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη φράγματος κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης για TE πόλωση και $d = 0.2\mu m$

F	$\phi(deg)$	$\Lambda(\mu m)$	$\beta(\mu m^{-1})$	$\alpha(\mu m^{-1})$	$\eta_c(\%)$	$CE_c(\%)$	
						$L = 50\mu m$	$L = 100\mu m$
0.3	34.5	0.666	9.215828	0.003430	62.90	18.26	31.22
0.4	43.5	0.665	9.224565	0.004290	72.77	25.38	41.91
0.5	49.5	0.664	9.236488	0.004483	82.27	29.72	48.71
0.6	52.5	0.663	9.251891	0.004245	88.28	30.54	50.51
0.7	53.5	0.662	9.270851	0.003494	91.10	26.87	45.81

Διατηρώντας τώρα το filling factor σταθερό και ίσο με $F = 0.5$ μεταβάλλουμε το βάθος χάραξης στο διάστημα $d = 0.1 - 0.3\mu m$. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στο σχήμα (4.7).



Σχήμα 4.7: Αποτελέσματα συζεύκτη κεκλιμένης χάραξης για $F = 0.5$ και TE πόλωση ($L = 100\mu\text{m}$)

Η αύξηση του βάθους d οδηγεί σε μεγαλύτερο β αφού η αύξηση του πάχους του συνδυασμού των στρωμάτων κυματοδηγού - φράγματος "σπρώχνει" το θεμελιώδη ρυθμό σε υψηλότερο ενεργό δείκτη n_{eff} . Ο συντελεστής σύζευξης α παρουσιάζει την ίδια συμπεριφορά με τη γωνία όπως και στην περίπτωση του μεταβλητού F ενώ αυξάνει με το d , αφού όλο και μεγαλύτερο μέρος της αποσβενόμενης ουράς του ρυθμού αλληλεπιδρά με το φράγμα. Ωστόσο, καθώς μετά από κάποια εγκάρσια (transverse) απόσταση ο ρυθμός έχει εξασθενήσει σημαντικά και μεταφέρει ουσιαστικά αμελητέα ισχύ στο επίπεδο αυτό, είναι αναμενόμενο η αύξηση του d να προξενεί όλο και μικρότερη αύξηση και του α . Μάλιστα το βάθος πέραν του οποίου η αλληλεπίδραση δεν αυξάνει ουσιαστικά ορίζεται ως ενεργό βάθος (effective depth) του φράγματος.

Η επίδραση του d στην κατευθυντικότητα η_c είναι πολύ πιο δραστηκή από αυτή του F . Συγκεκριμένα, το η_c αυξάνει με το d και ειδικά για δεδομένη γωνία ϕ οι αντίστοιχες τιμές του η_c μετατοπίζονται

υψηλότερα. Για μεγαλύτερα d ($0.2, 0.3\mu m$) επέρχεται μεν κορεσμός ως προς την τιμή του μεγίστου ($\sim 99\%$), ωστόσο για $d = 0.3\mu m$ η μεγιστοποίηση αυτή εμφανίζεται σε μικρότερη γωνία ($\sim 47^\circ$) προσδίδοντας στην καμπύλη παραβολική συμπεριφορά σε σχέση με την αντίστοιχη γραμμική για ($d = 0.1, 0.2\mu m$). Αξιοσημείωτο είναι επίσης ότι για $\phi = 0^\circ$ οι τιμές του η_c δε συμπίπτουν στο 50%, γεγονός που υποδηλώνει ότι για ορθογωνικό φράγμα η αύξηση του βάθους του συνεισφέρει από μόνη της στη βελτίωση της κατευθυντικότητας προς το κάλυμμα.

Η απόδοση σύζευξης CE_c αυξάνει όπως είναι αναμενόμενο με το d ωστόσο, αν και η αύξησή της περιορίζεται σ'ένα βαθμό από τον κορεσμό της αλληλεπίδρασης μέσω του α , η ελάττωση της γωνίας μεγιστοποίησης του η_c , δηλαδή σε περιοχή επικάλυψης με μεγαλύτερες τιμές του α , ενισχύει σημαντικά την απόδοση. Κατά κάποιο τρόπο έχουμε ουσιαστικά άμβλυνση της "ασυμφωνίας" μεταξύ α και η_c που αναφέρθηκε προηγουμένως. Έτσι για $d = 0.3\mu m$ το CE_c φθάνει το 72% για συζεύκτη μήκους $L = 100\mu m$. Αναλυτικά οι βέλτιστες τιμές δίνονται στον πίνακα (4.6). Στο σχήμα (4.8) φαίνεται η κατανομή του κανονικοποιημένου ηλεκτρικού πεδίου, παρουσία και μη διαταραχής και TE πόλωση.

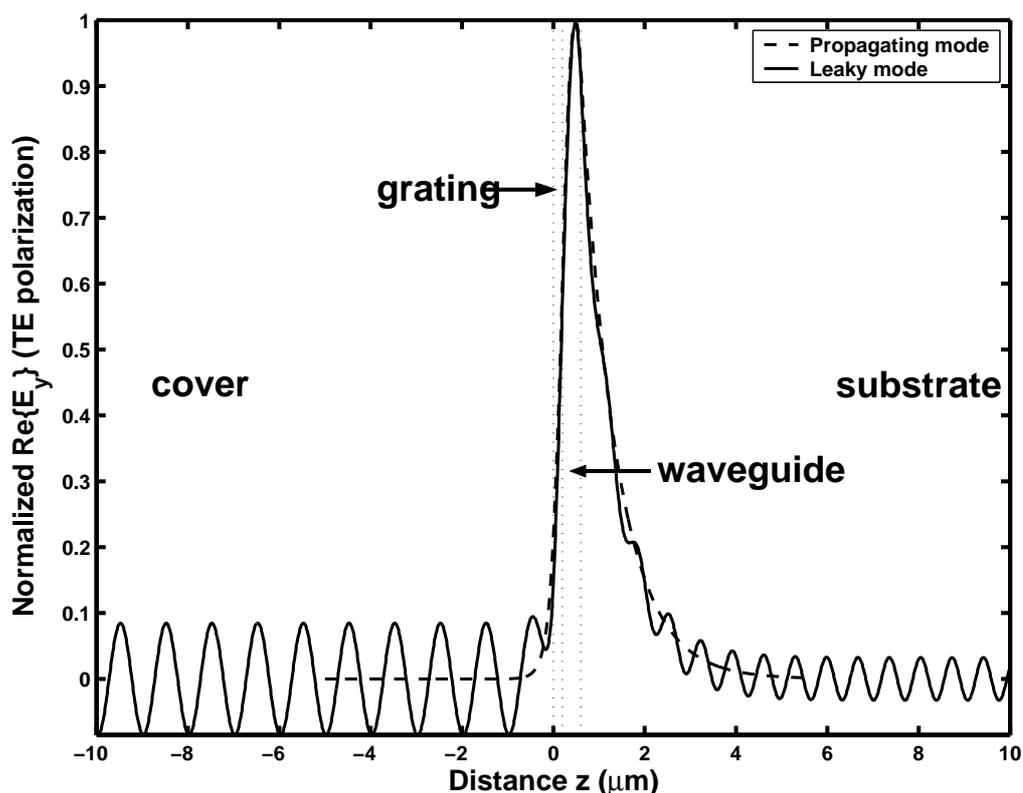
Πίνακας 4.6: Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη φράγματος κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης για TE πόλωση και $F = 0.5$

$d(\mu m)$	$\phi(deg)$	$\Lambda(\mu m)$	$\beta(\mu m^{-1})$	$\alpha(\mu m^{-1})$	$\eta_c(\%)$	$CE_c(\%)$	
						$L = 50\mu m$	$L = 100\mu m$
0.1	49.5	0.665	9.223513	0.002143	48.84	09.42	17.02
0.2	49.5	0.664	9.236488	0.004483	82.27	29.72	48.71
0.3	45.0	0.664	9.242964	0.006747	97.20	47.69	71.99

4.3.2 TM πόλωση

Ακολουθώντας την ίδια ακριβώς διαδικασία και για TM πόλωση παίρνουμε τα αντίστοιχα αποτελέσματα. Καταρχήν για σταθερό $d = 0.2\mu m$ αυτά φαίνονται στο σχήμα (4.9).

Σε αντίθεση με την TE πόλωση, όπου η μέγιστη αλληλεπίδραση, δηλαδή τιμή του συντελεστή α , εμφανίζεται για $F = 0.5$ και μειώνεται όσο αποκλίνουμε από αυτή, στην TM πόλωση το α αυξάνει με

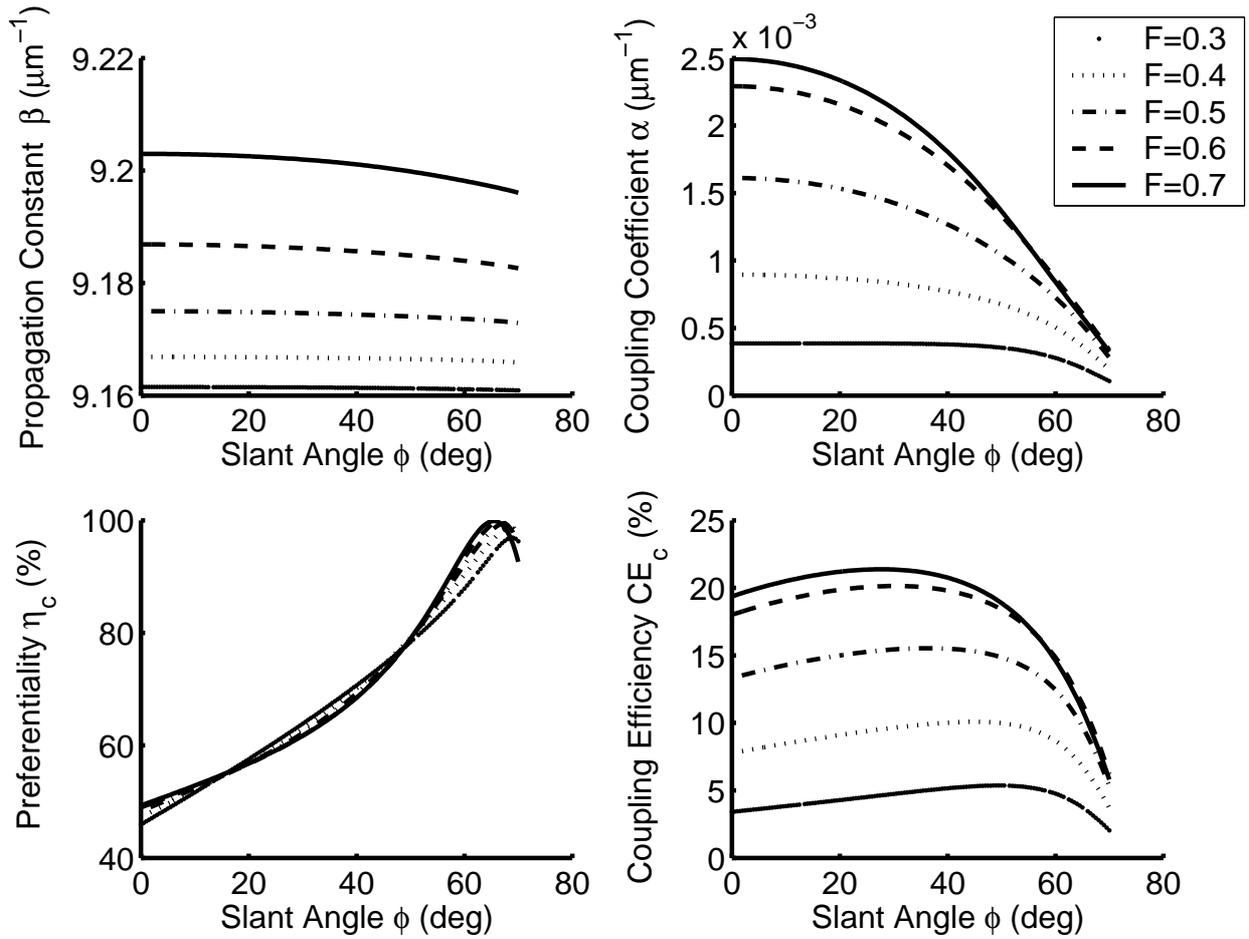


Σχήμα 4.8: Κατανομή κανονικοποιημένου πεδίου ($Re\{E_y\}$) για TE πόλωση παρουσία και μη φράγματος ($d = 0.2\mu m$, $F = 0.6$, $\phi = 45^\circ$)

το F , επομένως μέγιστη αλληλεπίδραση έχουμε για $F = 0.7$. Για δεδομένο F ο συντελεστής α είναι στην TM πόλωση μικρότερος απ'ότι στην TE κατά έναν παράγοντα ίσο περίπου με τρία. Ως προς τη γωνία ϕ συμπεριφορά παραμένει ίδια, δηλαδή μεγαλύτερα α για σχεδόν ορθογωνικά φράγματα, αν και το γωνιακό εύρος τιμών για το οποίο το α παραμένει σχεδόν σταθερό μειώνεται με την αύξηση του F .

Η καμπύλη της κατευθυντικότητας παρουσιάζει και στην TM πόλωση την ίδια μορφή αλλά η εξάρτησή της από το F γίνεται ακόμα μικρότερη. Οι μέγιστες τιμές του η_c φθάνουν και πάλι την τάξη του 99%, στην ίδια περίπου περιοχή γωνιών ($\sim 68^\circ$) όπως και στην TE πόλωση.

Η απόδοση σύζευξης CE_c , καθώς διαμορφώνεται από το α , αυξάνει και αυτή με το F φθάνοντας μέγιστη τιμή 21.34% για $F = 0.7$ και μήκος συζεύκτη $L = 100\mu m$. Η γωνία μέγιστης απόδοσης μειώνεται με το F ώστε να μετακινηθεί σε περιοχή με υψηλότερο α . Αναλυτικά οι τιμές βέλτιστης



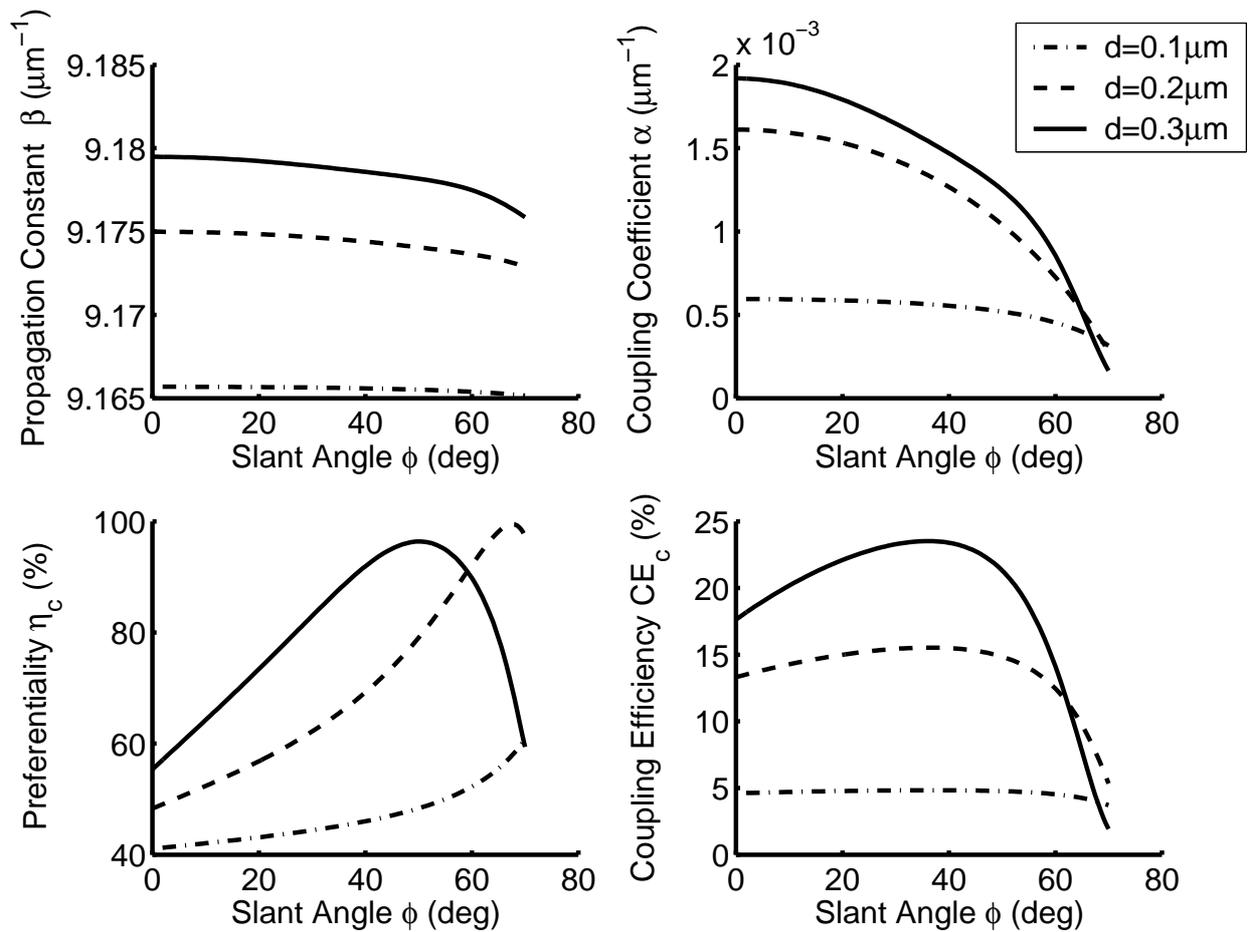
Σχήμα 4.9: Αποτελέσματα συζεύκτη κεκλιμένης χάραξης για $d = 0.2\mu\text{m}$ και TM πόλωση ($L = 100\mu\text{m}$)

απόδοσης δίνονται στον πίνακα (4.7).

Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων για σταθερό $F = 0.5$ παρουσιάζονται στο σχήμα (4.10). Όπως εύκολα παρατηρούμε, η συμπεριφορά με μεταβλητό βάθος d για TM πόλωση δεν παρουσιάζει καμία ποιοτική διαφοροποίηση από την TE , όπως συμβαίνει για μεταβλητό F . Οι μοναδικές διαφορές στην TM πόλωση συνίστανται στο μικρότερο γωνιακό εύρος σταθερότητας του α και φυσικά στην ένταση της αλληλεπίδρασης (α μικρότερο και πάλι κατά περίπου ένα συντελεστή ίσο με 3). Η μέγιστη απόδοση σύζευξης επιτυγχάνεται για $d = 0.3\mu\text{m}$ και $L = 100\mu\text{m}$ και είναι ίση με 23.50%. Οι τιμές βέλτιστης απόδοσης συνοψίζονται στον πίνακα (4.8).

Πίνακας 4.7: Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη φράγματος κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης για TM πόλωση και $d = 0.2\mu m$

F	$\phi(deg)$	$\Lambda(\mu m)$	$\beta(\mu m^{-1})$	$\alpha(\mu m^{-1})$	$\eta_c(\%)$	$CE_c(\%)$	
						$L = 50\mu m$	$L = 100\mu m$
0.3	49.0	0.670	9.161294	0.000358	77.53	02.73	05.36
0.4	44.5	0.669	9.166570	0.000734	73.89	05.23	10.09
0.5	34.0	0.669	9.174561	0.001371	64.74	08.29	15.53
0.6	27.0	0.668	9.186333	0.002039	60.06	11.08	20.11
0.7	24.5	0.667	9.202311	0.002252	58.85	11.87	21.34



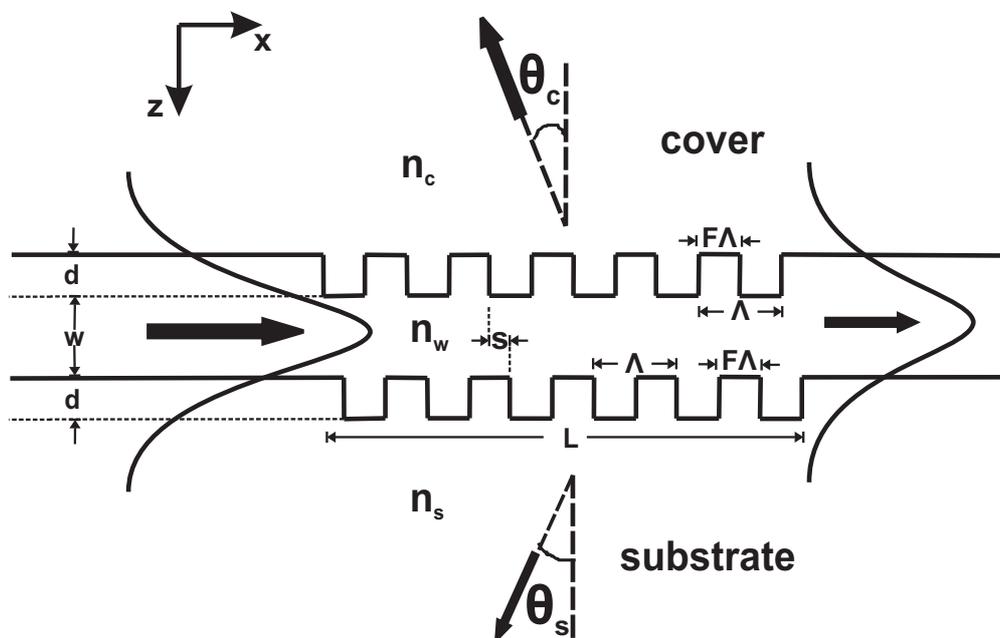
Σχήμα 4.10: Αποτελέσματα συζεύκτη κεκλιμένης χάραξης για $F = 0.5$ και TM πόλωση ($L = 100\mu m$)

Πίνακας 4.8: Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη φράγματος κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης για TM πόλωση και $F = 0.5$

$d(\mu m)$	$\phi(deg)$	$\Lambda(\mu m)$	$\beta(\mu m^{-1})$	$\alpha(\mu m^{-1})$	$\eta_c(\%)$	$CE_c(\%)$	
						$L = 50\mu m$	$L = 100\mu m$
0.1	36.0	0.670	9.165610	0.000564	45.32	02.49	04.83
0.2	34.0	0.669	9.174561	0.001371	64.74	08.29	15.53
0.3	34.5	0.669	9.178773	0.001570	87.22	12.68	23.50

4.4 Συζεύκτης φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης

Στο σχήμα (4.11) φαίνεται ο συζεύκτης φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης. Στις περιπτώσεις σχεδίασης που θα χρησιμοποιήσουμε στην προσομοίωση έχουμε επιλέξει και για τα δύο φράγματα ορθογωνικό προφίλ, όχι μόνο γιατί αυτό μεγιστοποιεί την ένταση της αλληλεπίδρασης (μέγιστο α) του ρυθμού με τα φράγματα αλλά και γιατί η γωνία κλίσης αποτελεί ιδιαίτερο χαρακτηριστικό του συζεύκτη φράγματος κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης που αναλύσαμε προηγουμένως, συμβάλλοντας



Σχήμα 4.11: Συζεύκτης φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης

στην αύξηση της κατευθυντικότητάς του. Επιδιώκοντας, όπως έχουμε ήδη αναφέρει, να αναδείξουμε την επίδραση των ιδιαίτερων χαρακτηριστικών κάθε διάταξης ώστε να καταστήσουμε τη σύγκριση μεταξύ τους πιο άμεση προχωρήσαμε στην παραπάνω επιλογή. Τα μεγέθη εκείνα τα οποία αφήνουμε ελεύθερα προς αυξομείωση είναι ο filling factor F και το βάθος d του κάθε φράγματος. Άλλη μία παραδοχή την οποία κάνουμε είναι ότι για κάθε περίπτωση σχεδίασης θεωρούμε και τα δύο φράγματα με ίδιες παραμέτρους F , d τόσο για λόγους αριθμητικής απλοποίησης της ανάλυσης όσο και γιατί αντιστοιχούν σε περιπτώσεις περισσότερο πρακτικά υλοποιήσιμες. Φυσικά, η κρίσιμη παράμετρος που καθορίζει τη λειτουργία της διάταξης, συναρτήσει της οποίας θα πραγματοποιηθούν όλες οι προσομοιώσεις, είναι η σχετική μετατόπιση s των δύο φραγμάτων. Συνοπτικά οι παράμετροι σχεδίασης δίνονται στον πίνακα (4.9).

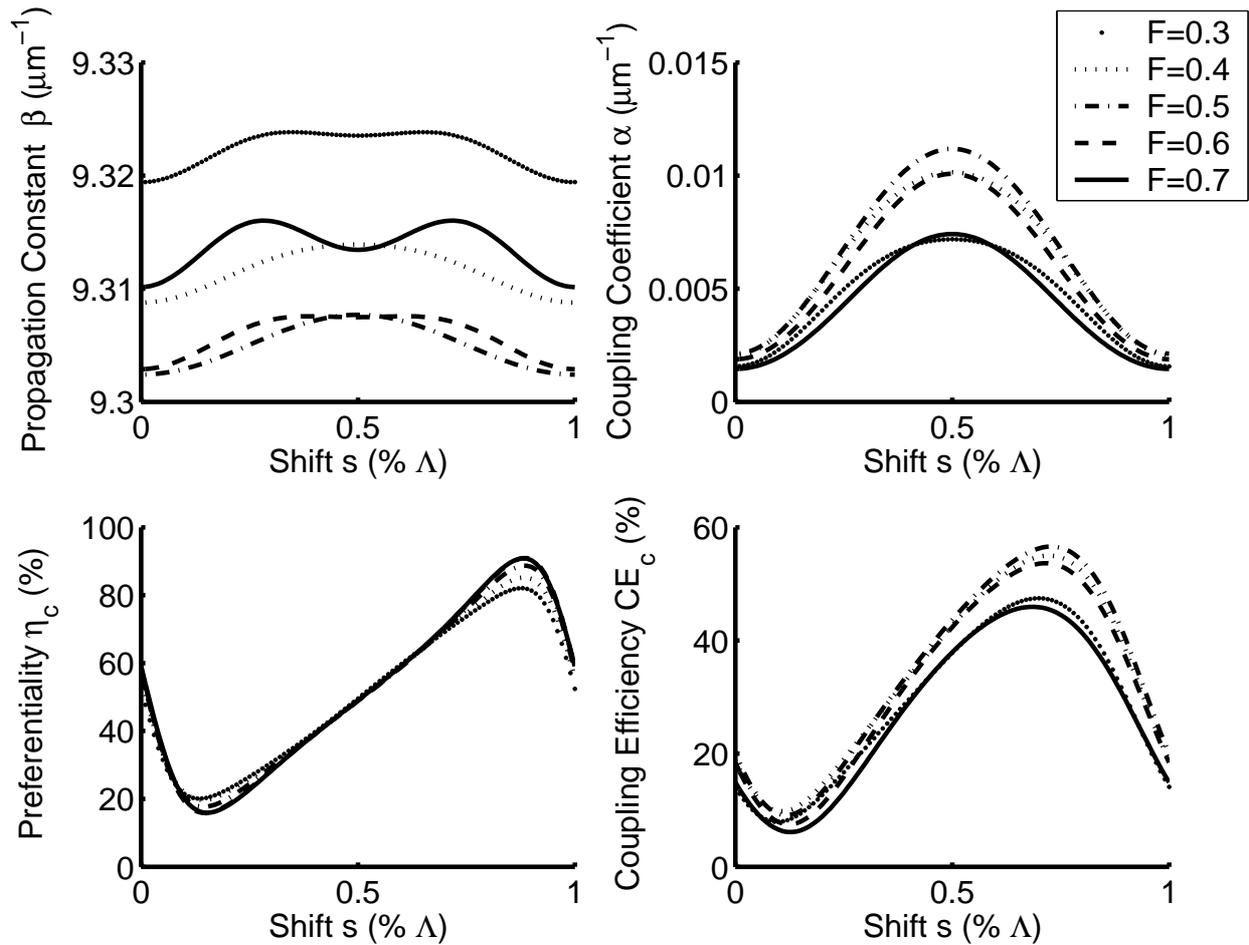
Πίνακας 4.9: Παράμετροι σχεδίασης συζεύκτη φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης

Παράμετρος	Τιμή
n_c	1.0
n_w	1.56
n_s	1.4567
$d(\mu m)$	0.1 – 0.3
$w(\mu m)$	0.4
$L(\mu m)$	50/100
$\lambda_o(\mu m)$	1.0
F	0.3 – 0.7
s	0 – 1.0
$\theta_c(deg)$	-2°

4.4.1 TE πόλωση

Διατηρώντας το βάθος των φραγμάτων σταθερό και ίσο με $d = 0.2\mu m$ παίρνουμε τις καμπύλες για τιμές του $F = 0.3 - 0.7$, συναρτήσει της μετατόπισης s , οι οποίες παρουσιάζονται στο σχήμα (4.12).

Η μεταβολή της σταθερά διάδοσης β με το F δεν ακολουθεί τη μονότονη, αύξουσα συμπεριφορά, όπως στην περίπτωση του απλού φράγματος. Αυτό γιατί αυξάνοντας το F προστίθεται μεν περισσότερο υλικό κυματοδηγού με δείκτη διάθλασης $n_w = 1.56$ στο πάνω φράγμα, όμως ταυτόχρονα αφαιρείται ίδιο υλικό στο κάτω φράγμα, αντικαθιστούμενο από υλικό υποστρώματος με χαμηλότερο δείκτη $n_s = 1.4567$. Έτσι ανάλογα με την αναλογία των υλικών που προστίθενται, που καθορίζεται από το F , ο ενεργός



Σχήμα 4.12: Αποτελέσματα συζεύκτη διπλής χάραξης για $d = 0.2\mu\text{m}$ και TE πόλωση ($L = 100\mu\text{m}$)

δείκτης n_{eff} του πολυεπίπεδου κυματοδηγού (φράγματα-κυματοδηγού), άρα και το β , θα αυξάνεται ή θα μειώνεται. Παρατηρούμε, λοιπόν, ότι από $F = 0.3 - 0.5$, όπου υπερτερεί το προστιθέμενο υλικό υποστρώματος, το β πέφτει και στη συνέχεια από $F = 0.5 - 0.7$, όπου υπερτερεί το προστιθέμενο υλικό κυματοδηγού, το β αυξάνει.

Ο συντελεστής σύζευξης α παρουσιάζει ως προς το s συμπεριφορά συντονισμού με το μέγιστο να εμφανίζεται για κάθε F στην ίδια τιμή του s , που είναι το 0.5. Όσο για την εξάρτηση από το F αυτή έχει τα ίδια χαρακτηριστικά με αυτή απλού φράγματος για TE πόλωση, δηλαδή η μέγιστη αλληλεπίδραση εμφανίζεται για $F = 0.5$ και μειώνεται όσο αποκλίνουμε. Με μία πρόχειρη σύγκριση των μεγίστων τιμών του α με τις αντίστοιχες του απλού ορθογωνικού ($\phi = 0^\circ$) φράγματος, διαπιστώνουμε ότι για κάθε F η σχέση τους είναι περίπου 2 : 1, γεγονός αναμενόμενο αφού τώρα έχουμε περίθλαση από δύο φράγματα, άρα σχεδόν διπλασιασμό της αλληλεπίδρασης.

Η κατευθυντικότητα η_c παρουσιάζει σχεδόν αμελητέα εξάρτηση από το F , όπως και στο απλό φράγμα, ωστόσο αξιοσημείωτη είναι συμπεριφορά ως προς το s . Όπως τονίσαμε και στη θεωρία, ο ρόλος του s είναι να ρυθμίσει τη συμβολή μεταξύ των περιθλώμενων δεσμών από τα δύο φράγματα έτσι ώστε να συμβάλλουν θετικά στο κάλυμμα και αρνητικά στο υπόστρωμα. Η τιμή αυτή είναι περίπου 0.88 και το αντίστοιχο μέγιστο της κατευθυντικότητας κυμαίνεται, ανάλογα με το F , μεταξύ 80 – 90%. Είναι όμως προφανές ότι υπάρχει και τιμή του s που αντιστρέφει την κατάσταση, δηλαδή αρνητική συμβολή στο κάλυμμα και θετική στο υπόστρωμα, και αυτή είναι ~ 0.15 . Το αντίστοιχο ελάχιστο της κατευθυντικότητας προς το κάλυμμα είναι μεταξύ 16 – 20%. Στην περιοχή τιμών $s = 0.15 - 0.88$ το η_c είναι σχεδόν γραμμική συνάρτηση του s και πρακτικά ανεξάρτητο του F . Είναι επίσης χαρακτηριστικό ότι στην τιμή $s = 0.5$, για την οποία μεγιστοποιείται το α , το $\eta_c \sim 50\%$. Την ίδια τιμή έχει το η_c και όταν τα δύο φράγματα είναι πλήρως ευθυγραμμισμένα ($s = 0$).

Η απόδοση σύζευξης CE_c έχει μια μορφή που μοιάζει αρκετά μ'αυτή του η_c . Παρουσιάζει ελάχιστο στο ίδιο σχεδόν σημείο, $s = 0.15$, που είναι $\sim 5\%$ ($L = 50\mu m$) για κάθε F και μέγιστο στο $s = 0.67$, η τιμή του οποίου εξαρτάται περισσότερο από το F . Η βέλτιστη απόδοση επιτυγχάνεται για $F = 0.5$ και είναι 55.35% για συζεύκτη μήκους $L = 100\mu m$. Η μετατόπιση της τιμής του s για βέλτιστη απόδοση σε σχέση με την τιμή μεγιστοποίησης του α οφείλεται στη χαμηλή κατευθυντικότητα ($\sim 50\%$) στο σημείο αυτό. Η μη επικάλυψη των μεγίστων των α και η_c , όπως και στην περίπτωση του απλού φράγματος, περιορίζει σημαντικά την απόδοση CE_c . Αναλυτικά οι τιμές βέλτιστης απόδοσης δίνονται στον πίνακα (4.10).

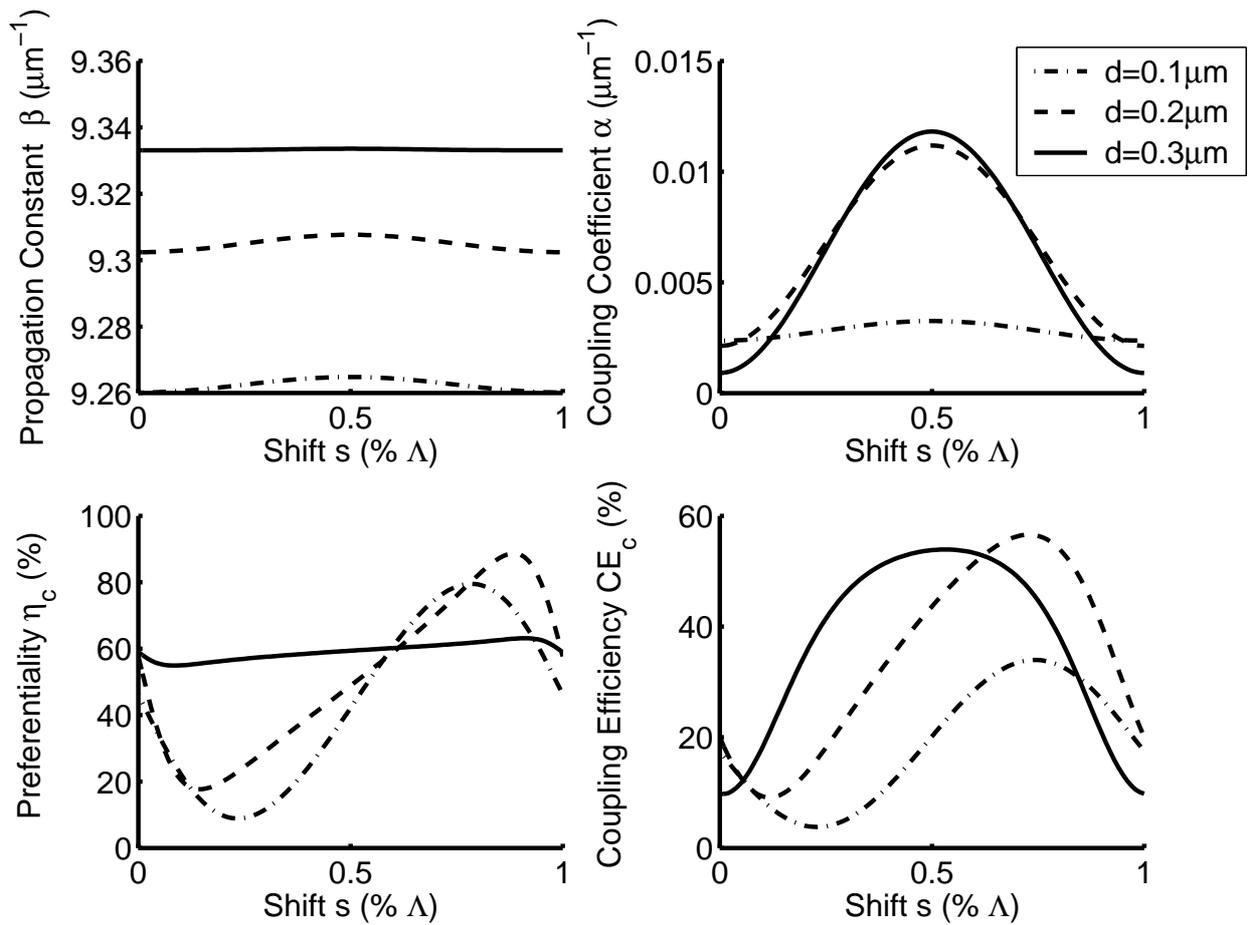
Διατηρώντας σταθερό το filling factor και ίσο με $F = 0.5$ μεταβάλλουμε το βάθος των δύο φραγμάτων στο διάστημα $d = 0.1 - 0.3\mu m$. Τα αποτελέσματα φαίνονται στο σχήμα (4.13).

Η σταθερά διάδοσης β αυξάνει με το d αφού αυξάνει η χωρητικότητα του σύνθετου κυματοδηγού και ο θεμελιώδης ρυθμός μετατοπίζεται σε υψηλότερο ενεργό δείκτη n_{eff} . Ο συντελεστής σύζευξης α παρουσιάζει τον ίδιο χαρακτήρα συντονισμού γύρω από την τιμή $s = 0.5$. Κατά τη μεταβολή από $0.1\mu m$ σε $0.2\mu m$ η επίδραση στο α είναι δραστική, με τη μέγιστη τιμή του σχεδόν να τριπλασιάζεται και το εύρος της καμπύλης (FWHM) να στενεύει σημαντικά. Η μεταβολή όμως από $0.2\mu m$ σε $0.3\mu m$ έχει σχεδόν αμελητέα επίδραση, γεγονός που υποδηλώνει κορεσμό της έντασης αλληλεπίδρασης για μεγάλα βάθη φραγμάτων (π.χ. πέραν του ενεργού βάθους d_{eff}).

Η κατευθυντικότητα η_c επηρεάζεται σημαντικά από το d με τη βέλτιστη συμπεριφορά να προκύπτει

Πίνακας 4.10: Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης για TE πόλωση και $d = 0.2\mu m$

F	s	$\Lambda(\mu m)$	$\beta(\mu m^{-1})$	$\alpha(\mu m^{-1})$	$\eta_c(\%)$	$CE_c(\%)$	
						$L = 50\mu m$	$L = 100\mu m$
0.3	0.67	0.658	9.323823	0.006196	66.43	30.68	47.19
0.4	0.67	0.659	9.313005	0.008438	66.27	37.77	54.01
0.5	0.67	0.660	9.306312	0.008934	66.49	39.28	55.35
0.6	0.66	0.660	9.307486	0.008102	65.60	36.42	52.62
0.7	0.64	0.659	9.315252	0.006268	63.50	29.57	45.37



Σχήμα 4.13: Αποτελέσματα συζεύκτη διπλής χάραξης για $F = 0.5$ και TE πόλωση ($L = 100\mu m$)

για $d = 0.2$. Για $d = 0.1$ τόσο το ελάχιστο όσο και το μέγιστο της καμπύλης μειώνονται ενώ για $d = 0.3$ το η_c γίνεται σχεδόν ανεξάρτητο από το s , κυμαινόμενο σ'ένα στενό εύρος τιμών γύρω από το 60%.

Η απόδοση σύζευξης CE_c παρουσιάζει, όπως και το α σημαντική εξάρτηση για μικρά d και κορεσμό όσο το d αυξάνει. Παράλληλα, η τιμή του s για βέλτιστη απόδοση μετατοπίζεται χαμηλότερα, πλησιάζοντας το $s = 0.5$ ($d = 0.3\mu m$), αφού η κατευθυντικότητα καθίσταται ανεξάρτητη απ'αυτό και η απόδοση υπαγορεύεται κατά κύριο λόγο από το α . Επιπλέον, στην περίπτωση αυτή η καμπύλη του CE_c διαπλατύνεται ιδιαίτερα γύρω από το μέγιστο, γεγονός που αυξάνει τις κατασκευαστικές ανοχές ως προς το s . Η βέλτιστη απόδοση σύζευξης επιτυγχάνεται για $d = 0.2\mu m$ και είναι 55.35% για μήκος $L = 100\mu m$. Αναλυτικά οι τιμές βέλτιστης απόδοσης δίνονται στον πίνακα (4.11), ενώ στο σχήμα (4.14) φαίνεται η κατανομή του κανονικοποιημένου πεδίου για TE πόλωση, παρουσία και μη φράγματος.

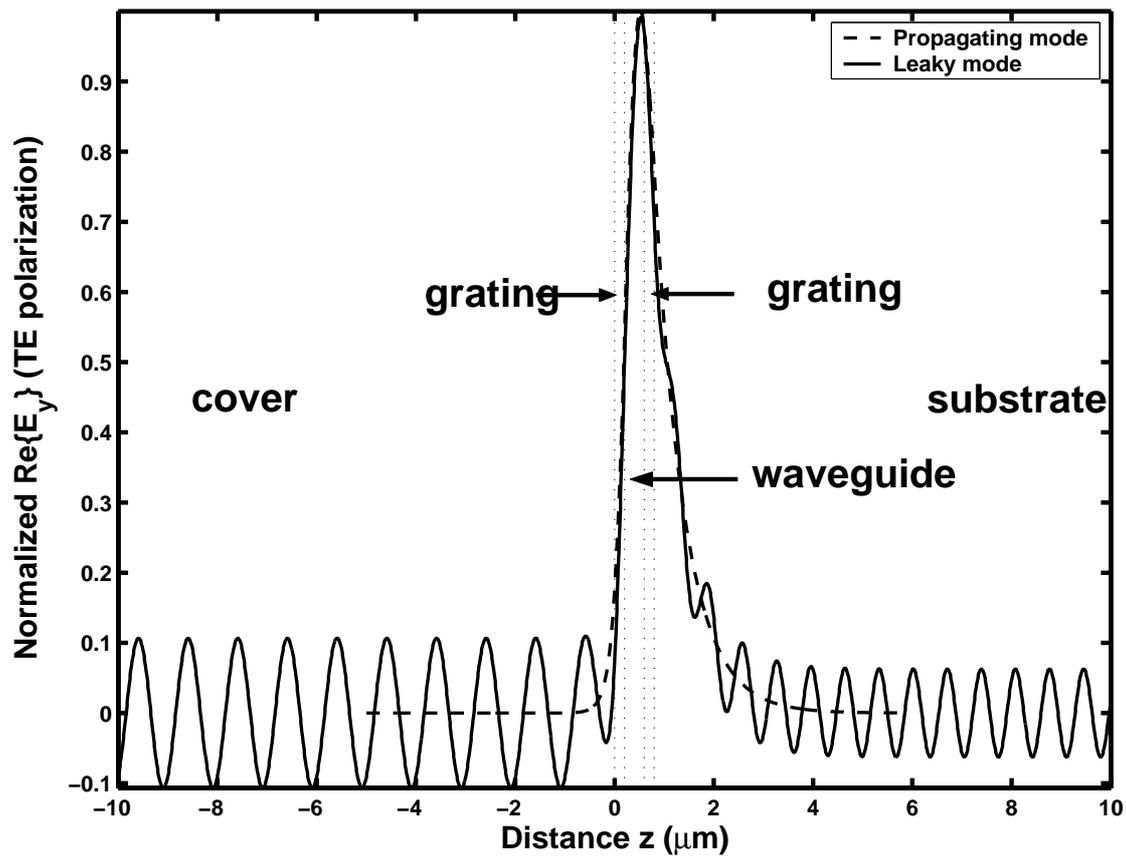
Πίνακας 4.11: Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης για TE πόλωση και $F = 0.5$

$d(\mu m)$	s	$\Lambda(\mu m)$	$\beta(\mu m^{-1})$	$\alpha(\mu m^{-1})$	$\eta_c(\%)$	$CE_c(\%)$	
						$L = 50\mu m$	$L = 100\mu m$
0.1	0.74	0.663	9.262687	0.002851	78.18	19.40	33.98
0.2	0.67	0.660	9.306312	0.008934	66.49	39.28	55.35
0.3	0.52	0.658	9.333581	0.011777	59.57	41.22	53.92

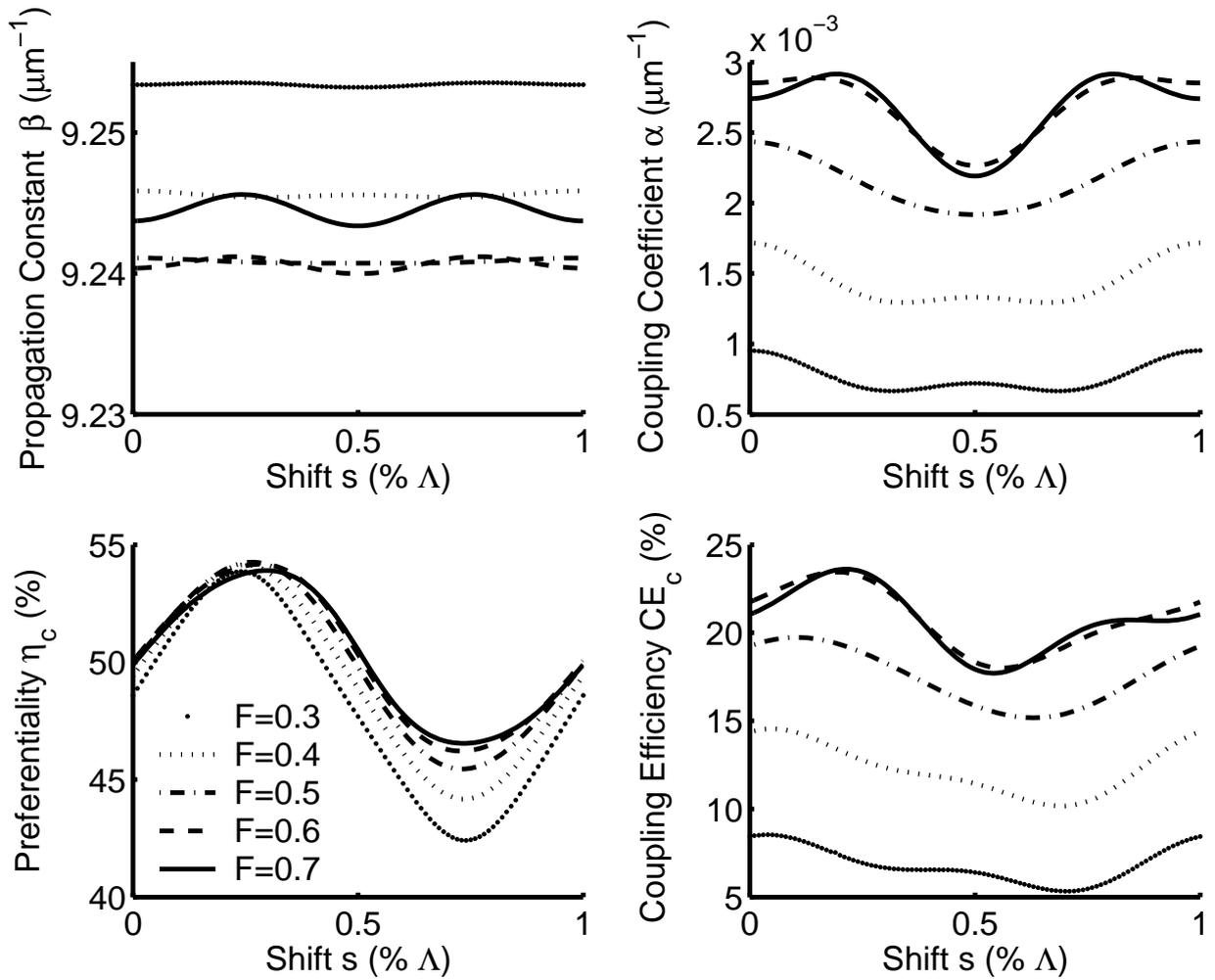
4.4.2 TM πόλωση

Ακολουθώντας την ίδια διαδικασία για TM πόλωση, πρώτα για σταθερό $d = 0.2\mu m$ παίρνουμε τα αποτελέσματα που φαίνονται στο σχήμα (4.15).

Η σταθερά διάδοσης β δεν παρουσιάζει αξιοσημείωτη αλλαγή και η μεταβολή της με το F ακολουθεί την ίδια λογική όπως και στην TE πόλωση. Ο συντελεστής σύζευξης α ωστόσο δεν έχει την ίδια μορφή συντονισμού όπως στην TE πόλωση. Ειδικά για μικρές τιμές του F (0.3 – 0.5) οι διακυμάνσεις του α συναρτήσει του s είναι μικρές και αυξάνουν για μεγαλύτερα F (0.6–0.7), με τις δύο τελευταίες τιμές του F να δίνουν σχεδόν ίδια καμπύλη για το α (κορεσμός). Και εδώ εμφανίζεται η ίδια συμπεριφορά για



Σχήμα 4.14: Κατανομή κανονικοποιημένου πεδίου ($Re\{E_y\}$) για TE πόλωση παρουσία και μη φράγματος ($d = 0.2\mu m$, $F = 0.5$, $s = 0.67$)



Σχήμα 4.15: Αποτελέσματα συζεύκτη διπλής χάραξης για $d = 0.2\mu m$ και TM πόλωση ($L = 100\mu m$)

TM πόλωση όπως και στην περίπτωση απλού φράγματος, η ένταση της αλληλεπίδρασης είναι αύξουσα συνάρτηση του F . Πάντως και στην περίπτωση αυτή οι τιμές του α είναι περίπου τρεις φορές κάτω από τις αντίστοιχες για TE πόλωση. Είναι επίσης χαρακτηριστικό ότι οι καμπύλες $F = 0.6 - 0.7$ παρουσιάζουν σχεδόν ανεστραμμένη συμπεριφορά σε σχέση την αντίστοιχη για TE πόλωση, με το σημείο $s = 0.5$ να αντιστοιχεί στο ελάχιστο του α και τα δύο μέγιστα συμμετρικά εκατέρωθεν ($s = 0.2$ & 0.8).

Η κατευθυντικότητα η_c παρουσιάζει ανάλογη συμπεριφορά με την TE πόλωση με κάποιες ωστόσο βασικές διαφορές. Πρώτον, οι θέσεις μεγίστων - ελαχίστων έχουν εναλλαχθεί, με τα μέγιστα να εμφανίζονται στις χαμηλότερες τιμές του s (~ 0.25) και τα ελάχιστα στις υψηλότερες (~ 0.75). Οι

μέγιστες τιμές του η_c είναι ιδιαίτερα χαμηλές ($\sim 55\%$) και πρακτικά ανεξάρτητες από το F . Οι ελάχιστες βρίσκονται περίπου στο 42% και βελτιώνονται ελάχιστα μέχρι το 48% με αύξηση του F στο 0.7. Συνεπώς μπορούμε να πούμε ότι στην TM πόλωση η ισχύς σχεδόν ισοκατανέμεται μεταξύ υποστρώματος και καλύμματος, χωρίς να μπορεί να βελτιωθεί με αλλαγή του F .

Η απόδοση σύζευξης CE_c έχει εικόνα παρόμοια με αυτή του α , με πολύ μικρές διακυμάνσεις για $F = 0.3 - 0.5$ και ελαφρώς μεγαλύτερες για $F = 0.6 - 0.7$. Είναι χαρακτηριστικό ότι για τις τελευταίες αυτές τιμές του F το πρώτο μέγιστο ($s = 0.2$) του α βρίσκεται στην περιοχή του μεγίστου του η_c , διαμορφώνοντας έτσι το μέγιστο του CE_c . Αντίθετα, το δεύτερο μέγιστο ($s = 0.8$) του α ταυτίζεται με το ελάχιστο του η_c και εξουδετερώνεται. Η μέγιστη απόδοση CE_c επιτυγχάνεται για $F = 0.7$ και είναι 23.61% για μήκος $L = 100\mu m$. Αναλυτικά οι τιμές βέλτιστης απόδοσης δίνονται στον πίνακα (4.12).

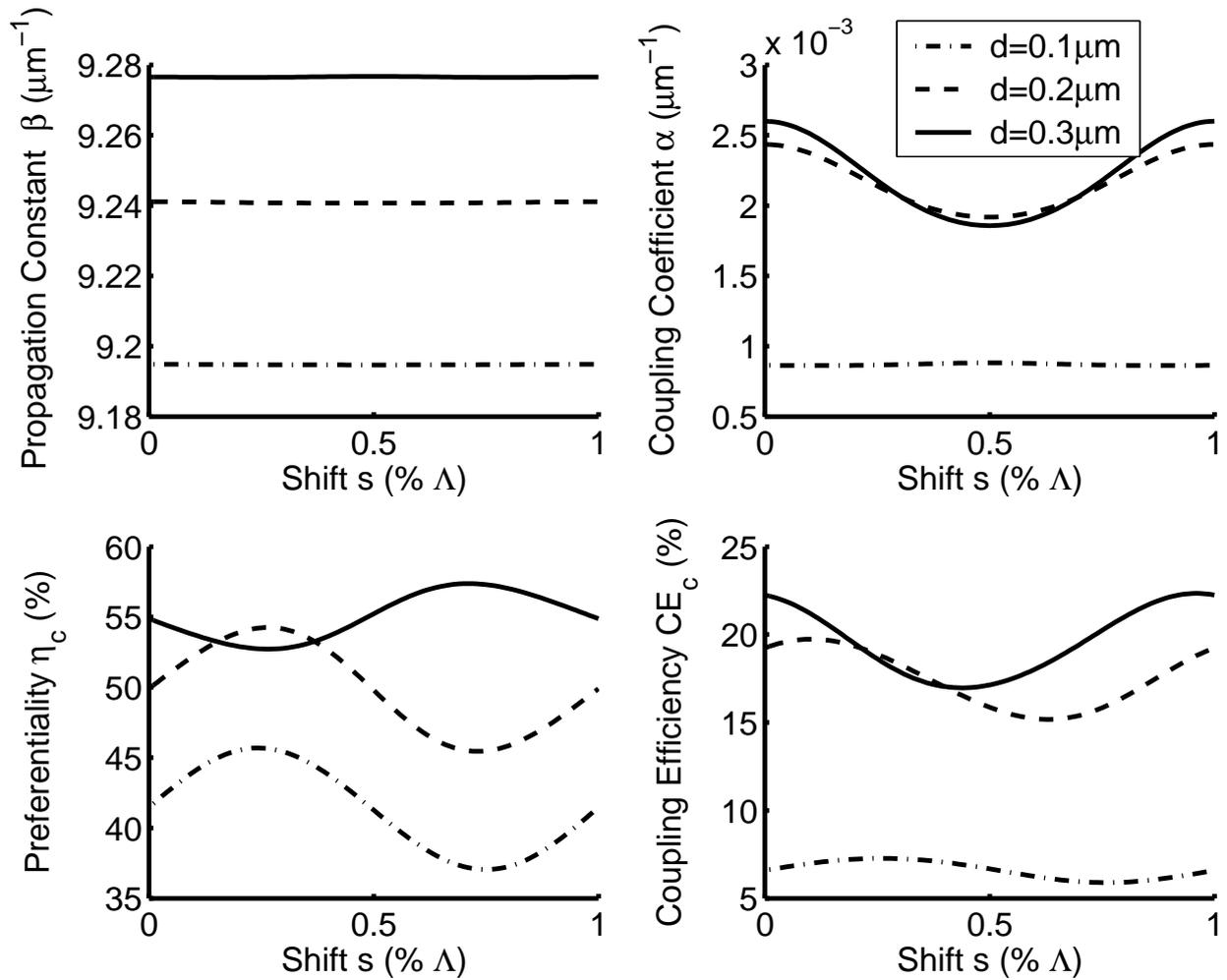
Πίνακας 4.12: Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης για TM πόλωση και $d = 0.2\mu m$

F	s	$\Lambda(\mu m)$	$\beta(\mu m^{-1})$	$\alpha(\mu m^{-1})$	$\eta_c(\%)$	$CE_c(\%)$	
						$L = 50\mu m$	$L = 100\mu m$
0.3	0.04	0.663	9.253401	0.000941	49.77	04.47	08.54
0.4	0.05	0.664	9.245833	0.001691	50.73	07.89	14.56
0.5	0.09	0.664	9.241045	0.002384	52.03	11.03	19.73
0.6	0.19	0.664	9.241130	0.002874	53.64	13.40	23.45
0.7	0.21	0.664	9.245521	0.002911	53.50	13.51	23.61

Διατηρώντας σταθερό το F και ίσο με 0.5 παίρνουμε τα αποτελέσματα για TM πόλωση με μεταβλητό d , τα οποία φαίνονται στο σχήμα (4.16).

Απόλυτα αναμενόμενη η συμπεριφορά της σταθεράς διάδοσης β . Ο συντελεστής σύζευξης α παρουσιάζει σημαντική βελτίωση για μεταβολή του d από $0.1\mu m$ σε $0.2\mu m$, όμως σχεδόν αμελητέα για μεταβολή στα $0.3\mu m$, γεγονός που υποδηλώνει και πάλι τον κορεσμό της αλληλεπίδρασης, όπως παρατηρήθηκε και στην TE πόλωση.

Η κατευθυντικότητα η_c για $d = 0.1\mu m$ δεν ξεπερνά καν το 50%, δηλαδή περισσότερη ισχύς



Σχήμα 4.16: Αποτελέσματα συζεύκτη διπλής χάραξης για $F = 0.5$ και TM πόλωση ($L = 100\mu\text{m}$)

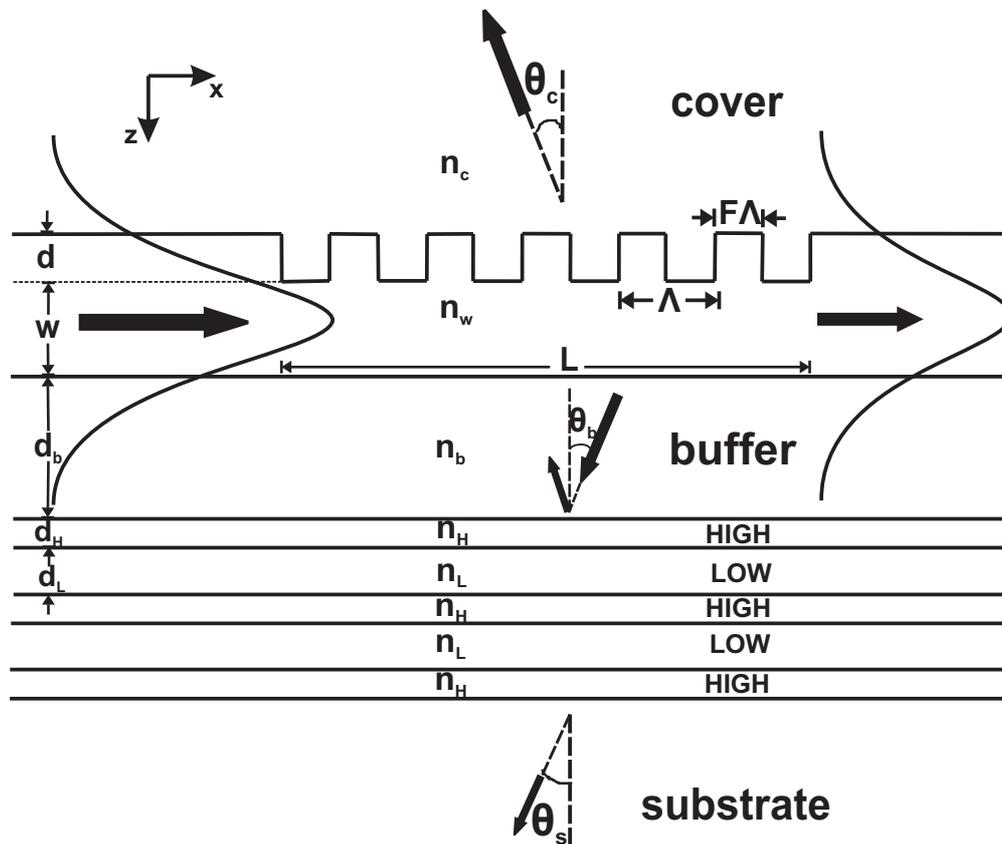
κατευθύνεται προς το υπόστρωμα. Η αύξηση στο $d = 0.2\mu\text{m}$ εξισορροπεί την κατάσταση μετατοπίζοντας την καμπύλη κατακόρυφα γύρω από το 50%. Στο $d = 0.3\mu\text{m}$ η μορφή της καμπύλης αντιστρέφεται, προσεγγίζοντας αυτή που αντιστοιχεί σε TE πόλωση, όμως και πάλι η τιμή του η_c δεν αυξάνει σημαντικά ($\sim 58\%$).

Στη μεταβολή της απόδοσης σύζευξης CE_c με το d είναι και πάλι εμφανής ο κορεσμός για $0.3\mu\text{m}$, όπως διαμορφώνεται από το α , ενώ η αναστροφή της καμπύλης του η_c , που αναφέρθηκε παραπάνω, επηρεάζει μονάχα τη θέση s του ελαχίστου της απόδοσης. Η μέγιστη απόδοση που επιτυγχάνεται είναι 22.34% για $d = 0.3\mu\text{m}$ και $L = 100\mu\text{m}$. Αναλυτικά οι τιμές βέλτιστης απόδοσης στον πίνακα (4.13).

Πίνακας 4.13: Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης για TM πόλωση και $F = 0.5$

$d(\mu m)$	$\phi(deg)$	$\Lambda(\mu m)$	$\beta(\mu m^{-1})$	$\alpha(\mu m^{-1})$	$\eta_c(\%)$	$CE_c(\%)$	
						$L = 50\mu m$	$L = 100\mu m$
0.1	0.26	0.667	9.194755	0.000867	45.66	03.79	07.27
0.2	0.09	0.664	9.241045	0.002384	52.03	11.03	19.73
0.3	0.96	0.662	9.276538	0.002584	55.36	12.61	22.34

4.5 Συζεύκτης φράγματος με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα



Σχήμα 4.17: Συζεύκτης φράγματος επιφανειακής χάραξης με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα

Στο σχήμα (4.17) φαίνεται ο συζεύκτης φράγματος με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα. Ξεκινώντας τη

σχεδίαση μιας τέτοιας διάταξης πρέπει καταρχήν να καθοριστούν οι παράμετροι της στοίβας. Επιλέγουμε υψηλό δείκτη διάθλασης $n_H = 2.38$ και χαμηλό $n_L = 1.46$. Με βάση τις τιμές αυτές προσδιορίζουμε στη συνέχεια τα πάχη των αντίστοιχων στρωμάτων. Οι γωνίες της περιθλώμενης δέσμης σε κάθε στρώμα υπολογίζονται, όπως αναφέρθηκε στην αντίστοιχη ενότητα της θεωρίας, από το σύστημα εξισώσεων (2.39). Συνεπώς, για $n_c = 1.0$ και $\theta_c = -2^\circ$ αυτές βρίσκονται ίσες με $\theta_H = -0.84^\circ$ και $\theta_L = -1.37^\circ$ για τα στρώματα υψηλού και χαμηλού δείκτη αντίστοιχα. Τελικά, τα πάχη προσδιορίζονται από τη σχέση (2.37), η οποία για $\lambda_o = 1.0\mu m$ δίνει $d_H = 0.105\mu m$ και $d_L = 0.171\mu m$.

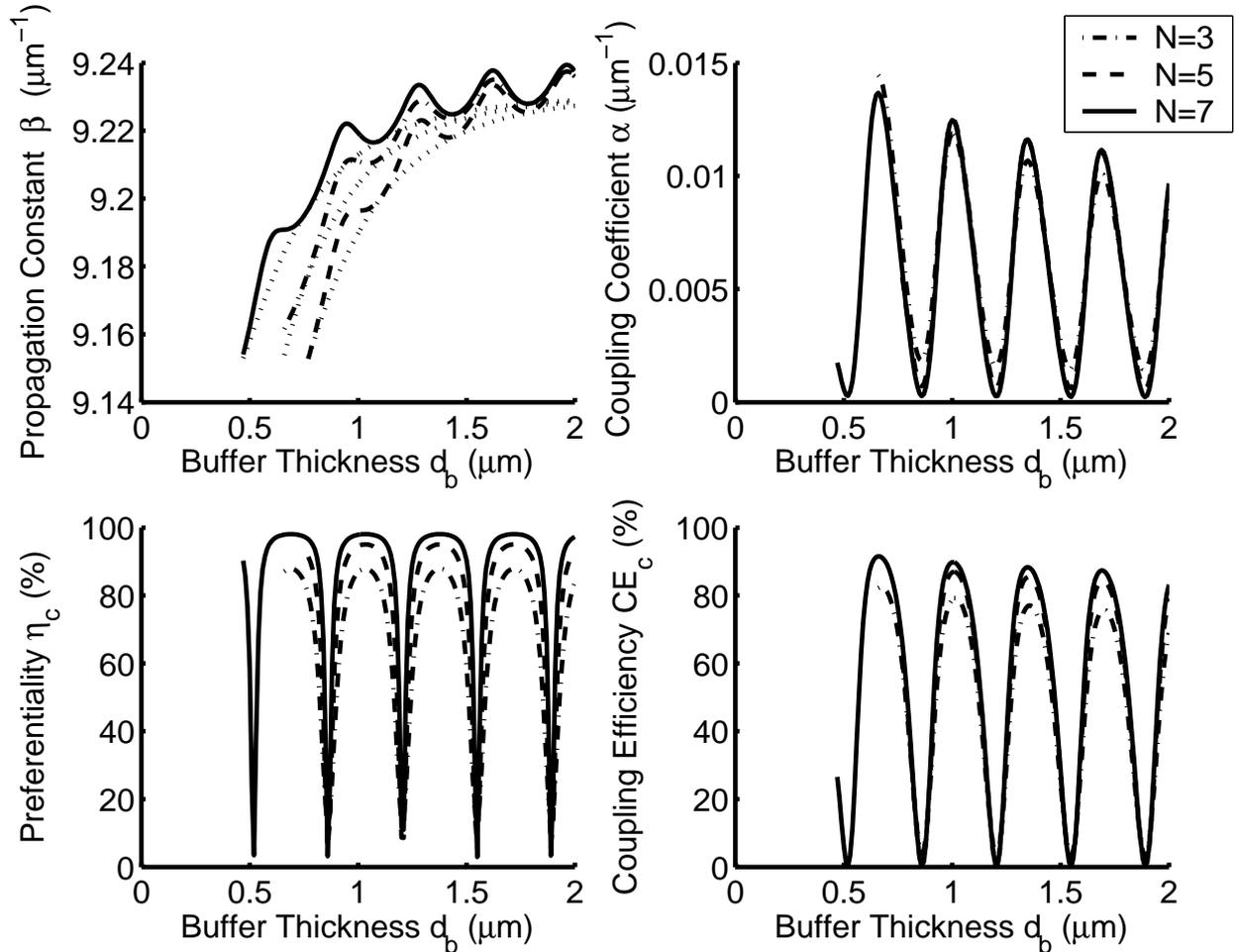
Για το φράγμα επιφανειακής χάραξης επιλέγονται σταθερές παράμετροι ($d = 0.2\mu m$, $F = 0.5$) καθώς τα χαρακτηριστικά εκείνα, η επίδραση των οποίων επιδιώκουμε να τονιστούν, είναι αυτά που σχετίζονται με τη στοίβα, δηλαδή ο αριθμός των στρωμάτων της και η απόστασή της από τον κυματοδηγό (*buffer layer*). Έτσι για το μεν αριθμό των στρωμάτων θα χρησιμοποιηθούν τρεις τιμές ($N = 3, 5 \& 7$), για το δε πάχος απομόνωσης θα γίνει σάρωση στο διάστημα $d_b = 0 - 2\mu m$ με βήμα $0.01\mu m$. Συνοπτικά οι παράμετροι σχεδίασης της διάταξης δίνονται στον πίνακα (4.14).

Πίνακας 4.14: Παράμετροι σχεδίασης συζεύκτη φράγματος με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα

Παράμετρος	Τιμή
n_c	1.0
n_w	1.56
n_s	1.4567
n_b	1.4567
n_H	2.38
n_L	1.46
F	0.5
$d(\mu m)$	0.2
$w(\mu m)$	0.4
$d_H(\mu m)$	0.105
$d_L(\mu m)$	0.171
$d_b(\mu m)$	0 - 2.0
$L(\mu m)$	50/100
$\lambda_o(\mu m)$	1.0
$\theta_c(deg)$	-2°

4.5.1 TE πόλωση

Στο σχήμα (4.18) παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων για TE πόλωση, συναρτήσει του πάχους του στρώματος απομόνωσης.



Σχήμα 4.18: Αποτελέσματα συζεύκτη επιφανειακής χάραξης με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα για TE πόλωση ($L = 100\mu\text{m}$)

Από τη συμπεριφορά της σταθεράς διάδοσης β μπορούμε να βγάλουμε χρήσιμα και διαισθητικά συμπεράσματα σχετικά με τον τρόπο που αλληλεπιδρούν οι αρχικοί ρυθμοί των επιμέρους κυματοδηγών σχηματίζοντας τους νέους ρυθμούς του πολυστρωματικού κυματοδηγού. Κάθε στρώμα υψηλού δείκτη διάθλασης υποστηρίζει έναν TE ρυθμό, όπως και ο κύριος κυματοδηγός, χαμηλότερου όμως ενεργού δείκτη n_{eff} . Όταν η στοίβα βρεθεί σε απόσταση d_b τέτοια ώστε να επιτρέπει τη σύζευξη μεταξύ των επιμέρους ρυθμών, τότε προκύπτουν ισάριθμοι ρυθμοί με ενεργούς δείκτες μετατοπισμένους σε σχέση

με τους αρχικούς, κάποιοι από τους οποίους ενδέχεται να έχουν τεθεί εκτός κυματοδηγής ($n_{eff} < n_s$ ή ισοδύναμα $\lambda_{cutoff} < \lambda_o$). Σε κάθε περίπτωση πάντως, ο ρυθμός με μέγιστο στον κυματοδηγό, που είναι αυτός που μας ενδιαφέρει, είναι ο χαμηλότερος από τους κυματοδηγούμενους ρυθμούς (χαμηλότερο n_{eff}). Στις περιπτώσεις που εξετάζουμε ($N = 3, 5 \& 7$), ο ρυθμός αυτός έχει εξ'αρχής μετατοπιστεί ακόμα πιο χαμηλά. Αυτό φαίνεται από τη μορφή της καμπύλης για το μη διαταραγμένο σύστημα, η οποία αυξάνει με το d_b τείνοντας προς μια ασύμπτωτη, η οποία αντιστοιχεί στην τιμή του β απουσία σύζευξης μεταξύ κυματοδηγού και στοίβας. Όσο δηλαδή αυξάνει το d_b και η σύζευξη μεταξύ των επιμέρους ρυθμών καθίσταται ολοένα και πιο ασθενής, ο ρυθμός του κυματοδηγού τείνει στην αρχική θεμελιώδη τιμή του. Η προς τα κάτω μετατόπιση του n_{eff} , που αναφέραμε είναι μεγαλύτερη για μικρά d_b (ισχυρότερη σύζευξη) και μάλιστα για ένα εύρος τιμών "σπρώχνουν" το n_{eff} κάτω από το όριο κυματοδηγής ($n_s = 1.4567$), γεγονός που εξηγεί την εκκίνηση των καμπυλών για κάποια συγκεκριμένη τιμή του d_b . Η τιμή αυτή μπορεί συμβατικά να ονομαστεί τιμή κατωφλίου ή αποκοπής και είναι εκείνη για την οποία ο κύριος ρυθμός του κυματοδηγού αρχίζει να κυματοδηγείται. Η εικόνα αυτή που περιγράψαμε ισχύει στην περίπτωσή μας και για τις τρεις τιμές του N με κάποιες διαφορές που καθορίζονται από τον τρόπο σύζευξης. Η μελέτη του ακριβούς μηχανισμού σύζευξης των ρυθμών ξεφεύγει από τα πλαίσια της παρούσας εργασίας, μπορεί πάντως να γίνει με τη βοήθεια της θεωρίας συζευγμένων ρυθμών (coupled mode theory). Για $N = 3$ ο κύριος ρυθμός εμφανίζεται για $d_b = 0.66\mu m$, για $N = 5$ στο $d_b = 0.77\mu m$ (έχει αρχικά μετατοπιστεί χαμηλότερα) και για $N = 7$ στο $d_b = 0.47\mu m$ (έχει εξ'αρχής μετατοπιστεί λιγότερο από τους άλλους). Η καμπύλη του β σε κάθε περίπτωση είναι μία ταλάντωση (oscillation) πάνω στην αντίστοιχη καμπύλη του μη διαταραγμένου συστήματος, η οποία οφείλεται στα φαινόμενα συμβολής λόγω της παρουσίας του ανακλαστήρα και στην αυξομείωση του στρώματος απομόνωσης.

Ο συντελεστής σύζευξης α είναι περιοδική συνάρτηση του πάχους d_b με περίοδο $\sim 0.34\mu m$. Τα σημεία των μεγίστων και ελαχίστων είναι ανεξάρτητα από την τιμή του N και εμφανίζονται τα μεν μέγιστα στις θέσεις $d_b = 0.66, 1.0, 1.35 \& 1.7\mu m$, τα δε ελάχιστα στις $d_b = 0.52, 0.86, 1.21, 1.55 \& 1.89\mu m$. Οι θέσεις αυτές υπολογίζονται με ικανοποιητική ακρίβεια από τις σχέσεις :

$$d_{b,max} = 2\kappa \frac{\lambda_o/n_b}{4 \cos \theta_b} \quad \kappa = 2, 3, \dots \quad (4.3)$$

$$d_{b,min} = 2(\kappa + 1) \frac{\lambda_o/n_b}{4 \cos \theta_b} \quad \kappa = 1, 2, \dots \quad (4.4)$$

όπου θ_b η γωνία της δέσμης στο στρώμα απομόνωσης. Οι σχέσεις (4.3),(4.4) είναι προέκταση της

σχέσης που χρησιμοποιήσαμε για τον υπολογισμό του πάχους των στρωμάτων της στοίβας, ώστε να έχουμε θετική συμβολή των ανακλώμενων κυμάτων. Οι καμπύλες του α είναι πρακτικά ανεξάρτητες από την τιμή του N . Οι τιμές των μεγίστων του α μειώνονται ελαφρά με την αύξηση του d_b , γεγονός που μπορεί να αποδοθεί στην αύξηση του ενεργού δείκτη n_{eff} του ρυθμού, που εκφράζει τη μετατόπιση περισσότερης ισχύος του ρυθμού στα στρώματα υψηλού δείκτη της στοίβας. Για μεγάλα d_b στα οποία η σύζευξη με τη στοίβα καθίσταται πρακτικά αμελητέα, καθώς οι ρυθμοί συγκλίνουν στο θεμελιώδη ρυθμό (απουσία στοίβας), τα α συγκλίνουν και αυτά σε κοινή τιμή μεγίστου. Είναι όμως αξιοσημείωτο ότι το μέγιστο αυτό δεν είναι ίσο με το αντίστοιχο α ($\sim 5.35mm^{-1}$) απλού φράγματος χωρίς ανακλαστήρα στο υπόστρωμα αλλά μεγαλύτερο ($\sim 9.5mm^{-1}$), γεγονός που αποδεικνύει ότι η παρουσία της στοίβας, ακόμα και χωρίς σύζευξη, ενισχύει την ένταση αλληλεπίδρασης του ρυθμού με το φράγμα, ανεξαρτήτου αριθμού στρωμάτων. Ουσιαστικά η στοίβα με την παρουσία της επιβάλλει τη συγκέντρωση μεγαλύτερου ποσοστού της ισχύος του ρυθμού στον κυματοδηγό σε σχέση με την περίπτωση απλού φράγματος ($n_{eff} < n_{eff,o}$). Επίσης πρέπει να τονίσουμε ότι τα ελάχιστα δεν πλησιάζουν το μηδενισμό, όπως πιθανώς φαίνεται παραπλανητικά στο σχήμα, αλλά βρίσκονται περίπου μία τάξη μεγέθους κάτω από τα μέγιστα ($\sim 10^{-4}\mu m^{-1}$).

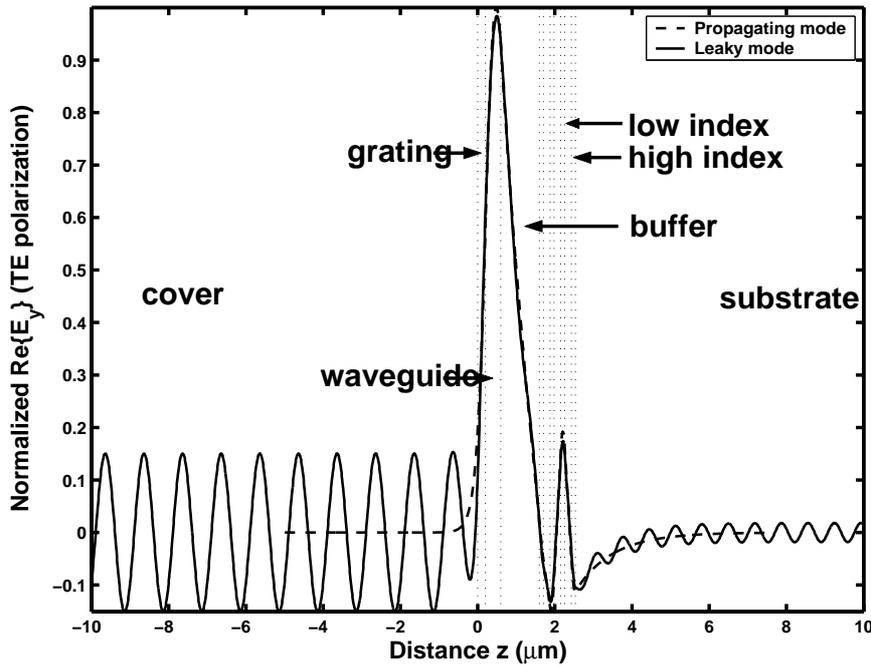
Η κατευθυντικότητα η_c εμφανίζει την ίδια περιοδικότητα με το α ως προς τη μεταβολή του d , ωστόσο επιπλέον έχει εξάρτηση από το N . Όσο αυξάνει το N αυξάνουν οι μέγιστες τιμές του η_c , οι περιοχές των μεγίστων γίνονται πιο πεπλατυσμένες κάνοντας ταυτόχρονα τα βυθίσματα των ελαχίστων πιο απότομα. Όσο δηλαδή αυξάνει ο αριθμός των στρωμάτων της στοίβας, άρα και το ποσοστό της ανακλώμενης ισχύος, τόσο μεγαλώνει η ανοχή στην επιλογή πάχους του στρώματος απομόνωσης για την επίτευξη θετικής συμβολής στο κάλυμμα. Φυσικά, οι κεντρικές θέσεις των μεγίστων, γύρω από τις οποίες γίνεται η διαπλάτυση παραμένουν οι ίδιες με τις αντίστοιχες για το α . Οι μέγιστες τιμές του η_c επιτυγχάνονται για $N = 7$ και είναι 98%, ενώ οι ελάχιστες είναι περίπου 3% και αντιστοιχούν σε αρνητική συμβολή στο κάλυμμα.

Η απόδοση σύζευξης προς το κάλυμμα CE_c εμφανίζει μορφή όμοια ακριβώς με αυτή του α με μία όμως διαφοροποίηση που εισάγει η επίδραση του η_c . Τα μέγιστα γίνονται πιο διακριτά για διαφορετικές τιμές του N , αφού όπως είπαμε το η_c αυξάνει με το N . Η επικάλυψη των θέσεων μεγίστων του α και του η_c επιτρέπει την επίτευξη αρκετά υψηλών αποδόσεων. Πάντως η εντονότερη επίδραση του α , έχει σαν συνέπεια να μετριάζεται το φαινόμενο της διαπλάτυσης των κορυφών του η_c και κατ'επέκταση η μορφή του CE_c να προσομοιάζει περισσότερο αυτή του α . Εμφανής είναι επίσης και η σταδιακή

μείωση του CE_c με το d_b , όπως αναφέραμε παραπάνω και για το α . Η βέλτιστη απόδοση επιτυγχάνεται για $N = 7$ και είναι 91.58% για μήκος $L = 100\mu m$. Αναλυτικά οι βέλτιστες τιμές για κάθε περίπτωση δίνονται στον πίνακα (4.15) και στο σχήμα (4.19) η κατανομή του κανονικοποιημένου πεδίου για TE πόλωση.

Πίνακας 4.15: Παράμετροι βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη φράγματος με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα για TE πόλωση

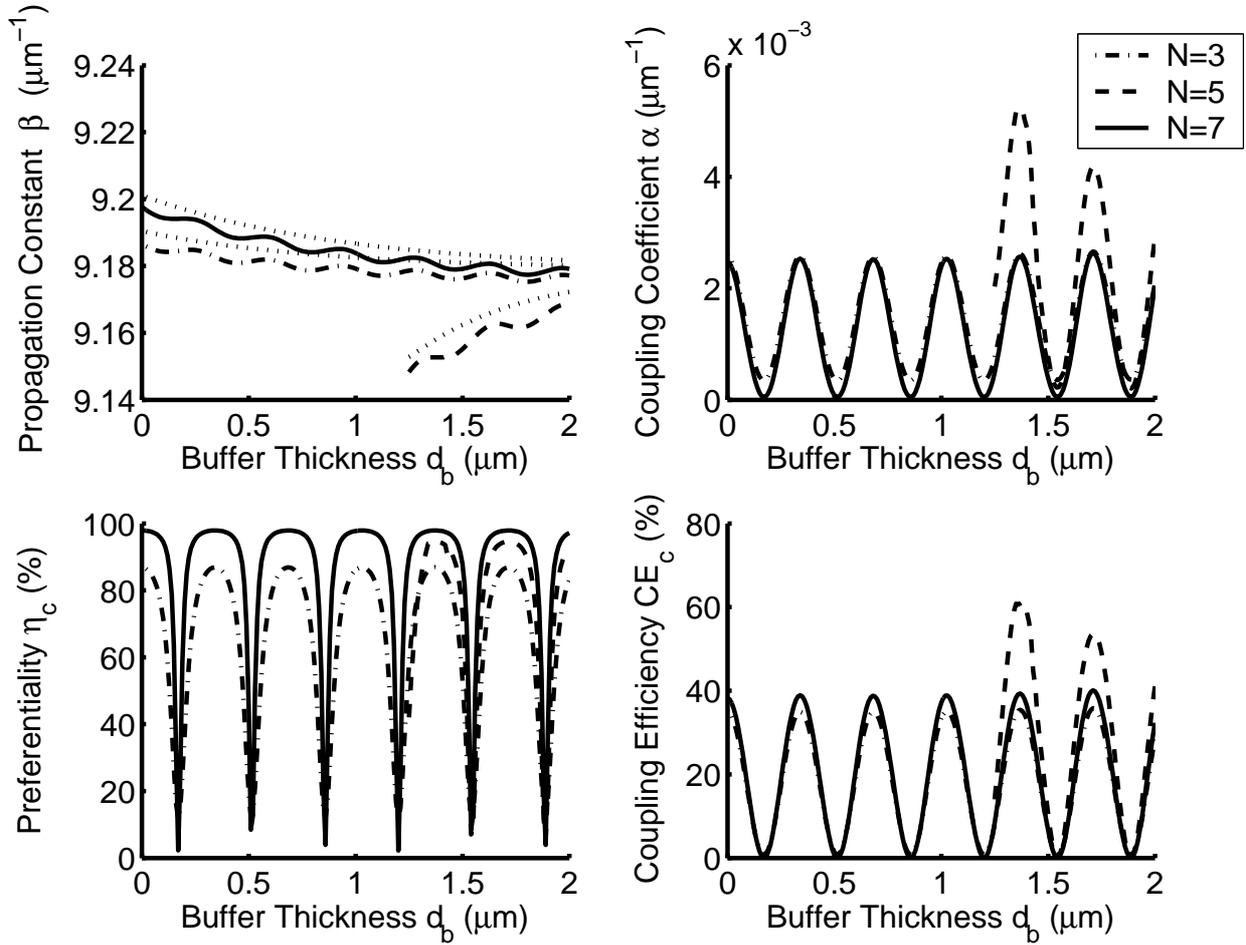
N	$d_b(\mu m)$	$\Lambda(\mu m)$	$\beta(\mu m^{-1})$	$\alpha(\mu m^{-1})$	$\eta_c(\%)$	$CE_c(\%)$	
						$L = 50\mu m$	$L = 100\mu m$
3	0.67	0.670	9.162933	0.014319	87.52	66.61	82.53
5	1.01	0.667	9.196463	0.012466	94.85	67.58	87.01
7	0.66	0.668	9.190825	0.013674	97.94	72.99	91.58



Σχήμα 4.19: Κατανομή κανονικοποιημένου πεδίου ($Re\{E_y\}$) για TE πόλωση παρουσία και μη φράγματος ($N = 7$, $d_b = 1.0\mu m$)

4.5.2 TM πόλωση

Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων για *TM* πόλωση φαίνονται στο σχήμα (4.20).



Σχήμα 4.20: Αποτελέσματα συζεύκτη επιφανειακής χάραξης με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα για *TM* πόλωση ($L = 100\mu\text{m}$)

Όπως και στην περίπτωση της *TE* πόλωσης η μεταβολή της σταθεράς διάδοσης β προσφέρεται για χρήσιμα συμπεράσματα. Για $N = 3$ & 7 ο ενεργός δείκτης n_{eff} του ρυθμού του κυματοδηγού έχει μετατοπιστεί ελαφρά προς τα πάνω λόγω της σύζευξης με τη στοίβα, σε σχέση με την αντίστοιχη τιμή απουσία σύζευξης. Καθώς το d_b αυξάνει οι ενεργοί δείκτες συγκλίνουν προς την αρχική τους τιμή. Ακριβώς επειδή η μετατόπιση γίνεται προς τα πάνω οι ρυθμοί αυτοί βρίσκονται εξ'αρχής πάνω από το όριο κυματοδότησης και εμφανίζονται στο σχήμα ακόμα και για μηδενικό d_b . Αντίθετα, για $N = 5$ η μετατόπιση γίνεται προς τα κάτω, "σπρώχνοντας" το ρυθμό κάτω από το όριο κυματοδότησης και

εμφανίζεται για $d_b = 1.25\mu m$ για να συγκλίνει στην αρχική τιμή όπως και οι προηγούμενοι. Η μεταβολή του β του διαταραγμένου συστήματος (παρουσία φράγματος) είναι και εδώ ταλάντωση, σε αντίθεση όμως από την TE πόλωση αυτή τη φορά κάτω από την αντίστοιχη καμπύλη του μη διαταραγμένου συστήματος.

Ο συντελεστής σύζευξης α έχει την ίδια περιοδικότητα ($0.34\mu m$) όπως και στην TE πόλωση και οι θέσεις μεγίστων και ελαχίστων προσδιορίζονται από τις σχέσεις (4.3),(4.4) που ορίστηκαν παραπάνω. Οι τιμές των μεγίστων για $N = 3$ & 7 είναι πρακτικά ίδιες ($\sim 2.5mm^{-1}$), όμως για $N = 5$ τα μέγιστα βρίσκονται πολύ ψηλότερα ($> 4.0mm^{-1}$). Η διαφοροποίηση αυτή οφείλεται στη διαφορετική μεταβολή που όπως είπαμε ακολουθεί ο ρυθμός για $N = 5$, ο οποίος κινείται σε χαμηλότερες τιμές n_{eff} (περισσότερη ισχύς στον κυματοδηγό) και συνεπώς αλληλεπιδρά εντονότερα με το φράγμα. Ένα άλλο σημαντικό χαρακτηριστικό είναι ότι ενώ τα μέγιστα του α για $N = 5$ σταδιακά μειώνονται με την αύξηση του d_b , λόγω αύξησης του β , τα αντίστοιχα μέγιστα για $N = 3$ & 7 αυξάνουν ελαφρά, αφού οι τιμές των β τους μειώνονται (μείωση ισχύος στον κυματοδηγό) πολύ αργά με το d_b . Τελικά, για μεγάλα d_b , τα μέγιστα του α για όλα τα N συγκλίνουν προς $\sim 3.0mm^{-1}$, τιμή σχεδόν διπλάσια από την αντίστοιχη απλού φράγματος χωρίς ανακλαστήρα.

Η κατευθυντικότητα η_c παρουσιάζει την ίδια ακριβώς συμπεριφορά με την TE πόλωση, τόσο ως προς την περιοδικότητα όσο και ως προς τις τιμές των μεγίστων. Πρέπει ωστόσο να σημειώσουμε μια παραμόρφωση που εμφανίζεται στην αρχή της καμπύλης για $N = 5$ και συγκεκριμένα στο διάστημα $d = 1.25 - 1.33\mu m$. Στις θέσεις αυτές η τιμή του η_c είναι μικρότερη από το αναμενόμενο διότι η σταθερά διάδοσης β του διαταραγμένου συστήματος έχει τόσο μικρή τιμή ώστε ο αντίστοιχος ενεργός δείκτης n_{eff} να βρίσκεται κάτω από το $n_s = 1.4567$ με συνέπεια τη διαρροή μηδενικής τάξης (zero order leakage) στο υπόστρωμα. Έτσι η διαρροή αυτή μειώνει την κατευθυντικότητα προς το κάλυμμα.

Η απόδοση σύζευξης CE_c παρουσιάζει την ίδια μορφή όπως αυτή διαμορφώνεται από το α και το η_c . Η βέλτιστη απόδοση επιτυγχάνεται για $N = 5$ στη θέση $d_b = 1.38\mu m$ και είναι 61.28% για μήκος $L = 100\mu m$. Αναλυτικά οι βέλτιστες τιμές για κάθε περίπτωση δίνονται στον πίνακα (4.16).

4.6 Απόκριση μήκους κύματος

Μία από τις σημαντικότερες προδιαγραφές για τη λειτουργία μιας διάταξης είναι απόκριση της στη μεταβολή του μήκους κύματος (wavelength response) (ισοδύναμα απόκριση συχνότητας). Μελετώντας

Πίνακας 4.16: Τιμές βέλτιστης απόδοσης συζεύκτη φράγματος με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα για TM πόλωση

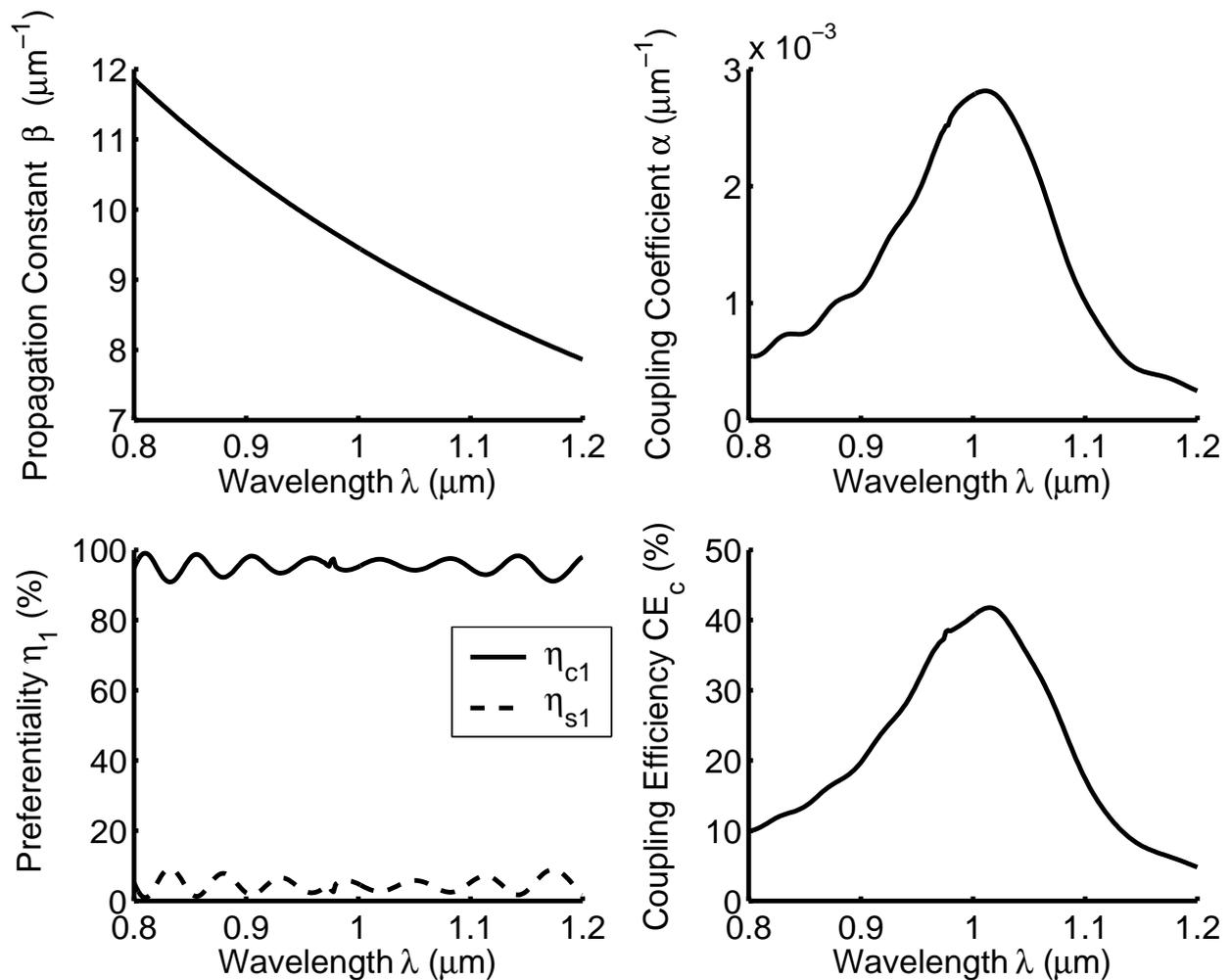
N	$d_b(\mu m)$	$\Lambda(\mu m)$	$\beta(\mu m^{-1})$	$\alpha(\mu m^{-1})$	$\eta_c(\%)$	$CE_c(\%)$	
						$L = 50\mu m$	$L = 100\mu m$
3	1.71	0.669	9.176653	0.002661	86.85	20.29	35.84
5	1.38	0.670	9.152718	0.005220	94.57	38.46	61.28
7	0.71	0.669	9.179049	0.002635	97.90	22.68	40.10

τη συμπεριφορά της διάταξης για μεταβολές του μήκους κύματος γύρω από μία κεντρική τιμή μπορούμε να εκτιμήσουμε το εύρος μηκών κύματος μέσα στο οποίο η διάταξη μπορεί να χρησιμοποιηθεί για λειτουργία με καθορισμένες προδιαγραφές. Επιπλέον, η απόκριση μήκους κύματος βοηθάει στην εξαγωγή χρήσιμων συμπερασμάτων σχετικά με τους μηχανισμούς και τα φαινόμενα που εμφανίζονται με τη μεταβολή του και που πρέπει να λαμβάνονται υπόψη κατά το σχεδιασμό μιας τέτοιας διάταξης.

Στην ανάλυση που προηγήθηκε χρησιμοποιήσαμε για όλες τις περιπτώσεις σχεδίασης σταθερό μήκος κύματος λειτουργίας $\lambda_o = 1.0\mu m$ και επικεντρωθήκαμε στη ρύθμιση εκείνων των παραμέτρων κάθε διάταξης για την επίτευξη μέγιστης απόδοσης σύζευξης CE_c στο κάλυμμα με δεδομένη γωνία εξόδου $\theta_c = -2^\circ$. Στην ενότητα αυτή χρησιμοποιούμε από μία βέλτιστη περίπτωση σχεδίασης για κάθε διάταξη για να προσομοιώσουμε την απόκριση μήκους κύματος της για TE πόλωση. Το διάστημα προσομοίωσης είναι $\lambda = 0.8 - 1.2\mu m$ και οι παράμετροι σχεδίασης για κάθε διάταξη δίνονται στον πίνακα (4.17).

Πίνακας 4.17: Παράμετροι σχεδίασης διατάξεων για προσομοίωση απόκρισης μήκους κύματος

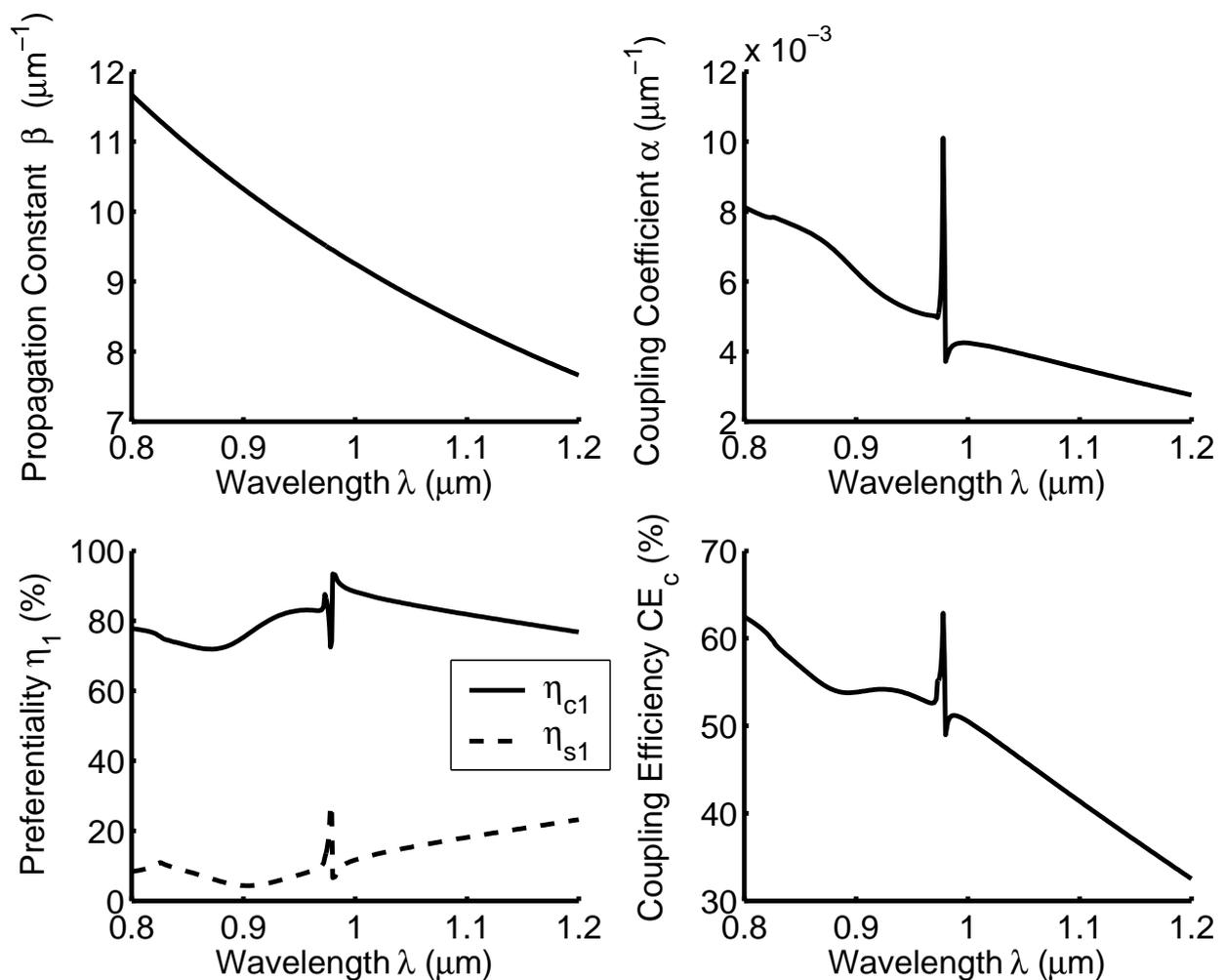
	$\Lambda(\mu m)$	Δn	$\phi(deg)$	F	$d(\mu m)$	s	$d_b(\mu m)$	N
<i>Holographic</i>	0.649	0.02	45.7	-	6.0	-	-	-
<i>Slanted</i>	0.664	-	52.5	0.6	0.2	-	-	-
<i>Doublet</i>	0.660	-	-	0.5	0.2	0.67	-	-
<i>Stack</i>	0.668	-	-	0.5	0.2	-	0.66	7



Σχήμα 4.21: Απόκριση μήκους κύματος συζεύκτη ολογραφικού φράγματος για TE πόλωση ($L = 200\mu m$)

Για το ολογραφικό φράγμα τα αποτελέσματα φαίνονται στο σχήμα (4.21). Υπενθυμίζουμε ότι στο κεντρικό μήκος κύματος λ_0 υφίστανται πέντε TE ρυθμοί, από τους οποίους ο πρώτος (TE_0) είναι ο μοναδικός με μέγιστο στον κυματοδηγό και τον οποίο χρησιμοποιούμε για τη σύζευξη. Οι υπόλοιποι είναι ρυθμοί του φράγματος και δεν επηρεάζουν τη λειτουργία της διάταξης. Με την αύξηση του μήκους κύματος, περίπου στο $\lambda = 1.1\mu m$ ο χαμηλότερος ρυθμός φράγματος βγαίνει εκτός κυματοδήγησης, μέχρι όμως και το $1.2\mu m$ η διάταξη διατηρεί λειτουργία απλής τάξης. Αντίθετα, η μείωση του μήκους κύματος διεγείρει έναν επιπλέον ρυθμό φράγματος, στο $\lambda = 0.877\mu m$, ενώ στο $\lambda = 0.96\mu m$ εμφανίζεται διαρροή δεύτερης τάξης προς το υπόστρωμα. Χαμηλότερα ακόμα, λίγο πριν το $\lambda = 0.8\mu m$, εμφανίζεται και διαρροή δεύτερης τάξης προς το κάλυμμα, πάντως και

οι δύο διαρροές δεύτερης τάξης είναι εξαιρετικά μικρές και γι' αυτό δεν επηρεάζουν ουσιαστικά την κατευθυντικότητα πρώτης τάξης. Παρατηρούμε από το αντίστοιχο διάγραμμα ότι η κατευθυντικότητα η_c πρώτης τάξης παραμένει πολύ υψηλή, της τάξης του 95% με περιοδικές αυξομειώσεις (κυμάτωση) που οφείλονται στο φαινόμενο *Bragg*. Μία μικρή ασυνέχεια που παρατηρείται στις καμπύλες στο $\lambda = 0.98\mu m$ οφείλεται στη διέγερση, μέσω περίθλασης δεύτερης τάξης, του ίδιου ρυθμού με τον κύριο αλλά διαδιδόμενο προς την αντίθετη κατεύθυνση. Συνεπώς, για το μήκος αυτό κύματος η διάταξη λειτουργεί σαν κατανεμημένος ανακλαστήρας. Όσο αναφορά την ένταση αλληλεπίδρασης, δηλαδή το συντελεστή α , μεγιστοποιείται στην περιοχή γύρω από το λ_0 και μειώνεται αργά καθώς απομακρυνόμαστε απ' αυτό. Ανάλογα διαμορφώνεται και η καμπύλη της απόδοσης CE_c .

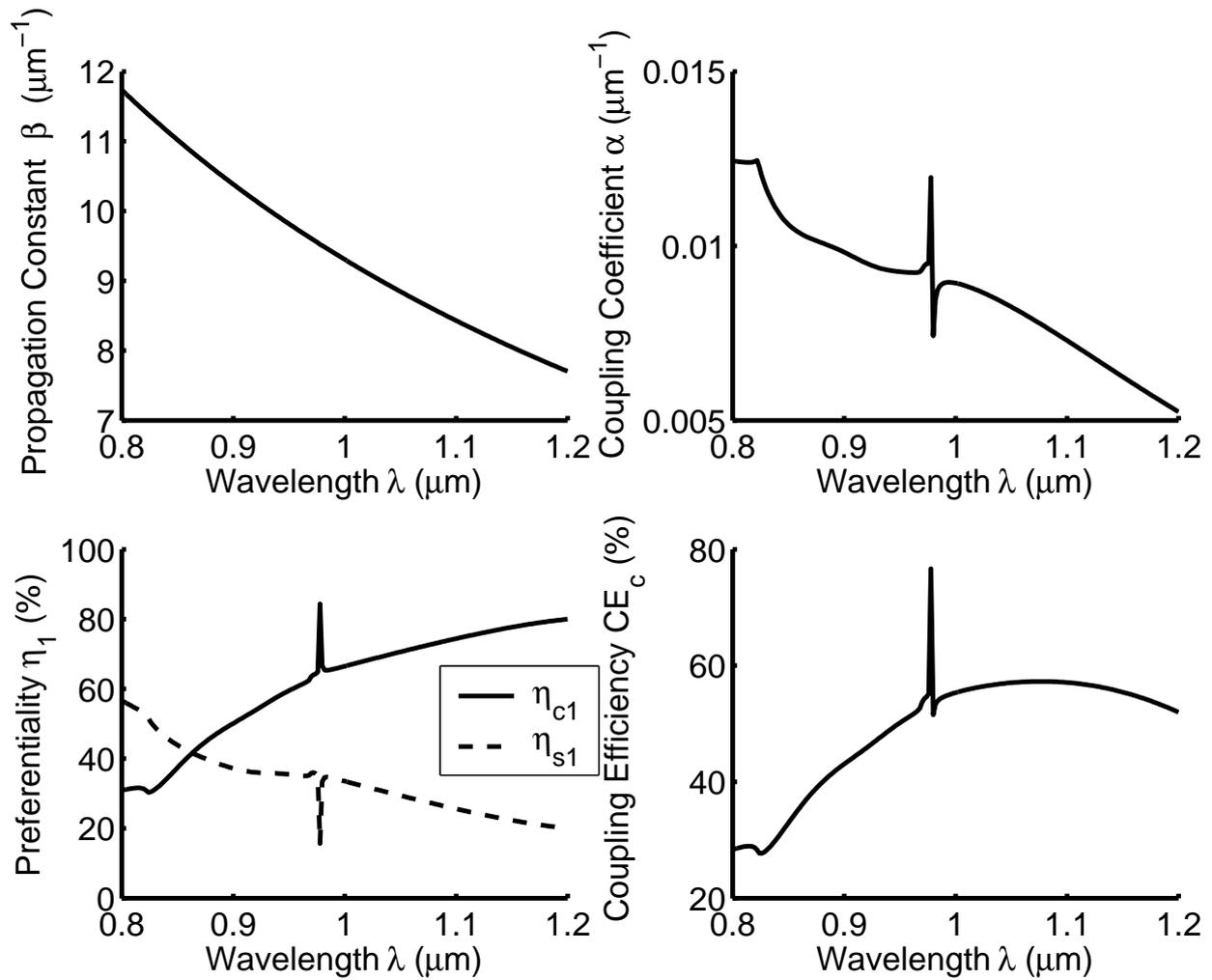


Σχήμα 4.22: Απόκριση μήκους κύματος συζεύκτη φράγματος κεκλιμένης επιφανειακής χάραξης για *TE* πόλωση ($L = 100\mu m$)

Για το φράγμα κεκλιμένης χάραξης η απόκριση μήκους κύματος φαίνεται στο σχήμα (4.22). Για όλο το εύρος μηκών κύματος μονορυθμική λειτουργία. Στο διάστημα $1.0 - 1.2\mu m$ εμφανίζεται μόνο περιθλασης πρώτης τάξης, ενώ τόσο ο συντελεστής α όσο και η κατευθυντικότητα η_c μειώνονται αργά με το λ . Στο διάστημα $0.8 - 1.0\mu m$ η κατάσταση είναι διαφορετική. Στο $\lambda = 0.98\mu m$ εμφανίζεται μία απότομη ασυνέχεια (spike) στις καμπύλες του α και του η_c , η οποία οφείλεται, όπως και στην περίπτωση του ολογραφικού φράγματος, στη διέγερση του αντίθετα διαδιδόμενου ρυθμού (backward guided mode), μέσω περιθλασης δεύτερης τάξης. Στο $\lambda = 0.972\mu m$ εμφανίζεται διαρροή δεύτερης τάξης στο υπόστρωμα, η οποία αυξάνει σταδιακά με τη μείωση του λ και περίπου στο $\lambda = 0.872\mu m$ φθάνει στη μέγιστη τιμή της, $\sim 22\%$ της συνολικής περιθλωμένης ισχύος. Στο σημείο αυτό το η_c έχει πέσει στο ελάχιστο του, $\sim 71\%$. Στη συνέχεια η διαρροή μειώνεται με παράλληλη αύξηση του η_c , ενώ στο $\lambda = 0.822\mu m$ ξεκινάει διαρροή δεύτερης τάξης και στο κάλυμμα, η οποία είναι πολύ χαμηλή. Σε όλο το διάστημα $0.8 - 1.0\mu m$ το α αυξάνει εξαιτίας ακριβώς των πολλαπλών τρόπων με τους οποίους ο ρυθμός αλληλεπιδρά με το φράγμα. Η καμπύλη της απόδοσης ακολουθεί πιστά τη μορφή του α .

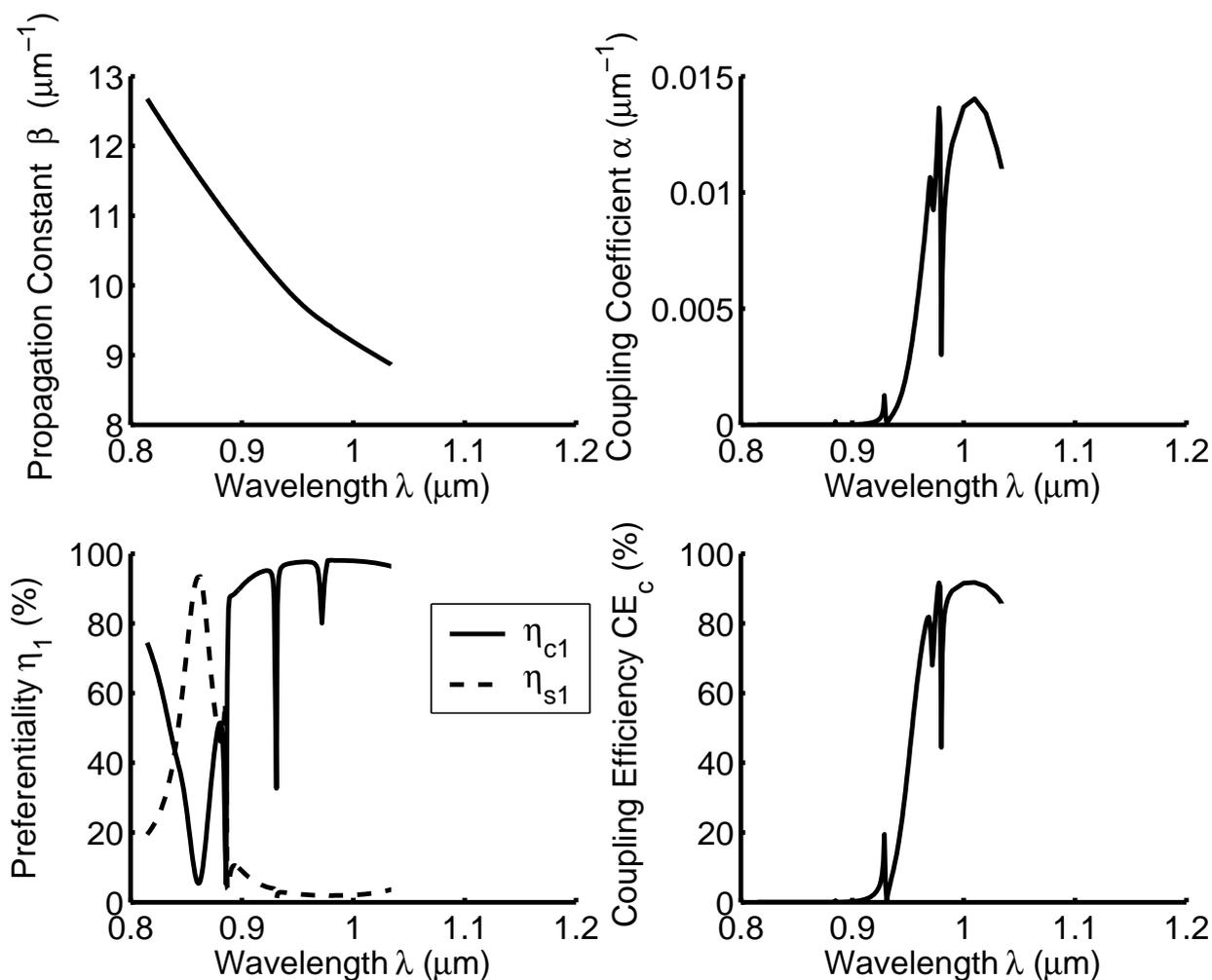
Για το φράγμα διπλής επιφανειακής χάραξης η απόκριση μήκους κύματος φαίνεται στο σχήμα (4.23). Η συμπεριφορά του παρουσιάζει έντονες ομοιότητες με αυτή του φράγματος κεκλιμένης χάραξης. Και εδώ έχουμε μονορυθμική λειτουργία για όλο το εύρος μηκών κύματος. Στο $\lambda = 0.98\mu m$ διεγείρεται ο αντίθετα διαδιδόμενος ρυθμός, ενώ στα $\lambda = 0.972\mu m$ και $\lambda = 0.822\mu m$ εμφανίζεται διαρροή δεύτερης τάξης στο υπόστρωμα και στο κάλυμμα αντίστοιχα, όπως ακριβώς και στο φράγμα κεκλιμένης χάραξης. Η διαρροή στο υπόστρωμα φθάνει μέχρι $\sim 21\%$ στο $\lambda = 0.836\mu m$. Η μεταβολή του α είναι ανάλογη και στις δύο περιπτώσεις για όλα τα λ . Η βασική διαφορά συνίσταται στη μεταβολή του η_c , που ενώ στο φράγμα κεκλιμένης χάραξης μειώνεται στο διάστημα $1.0 - 1.2\mu m$, στο φράγμα διπλής χάραξης αυξάνει στο ίδιο διάστημα με αποτέλεσμα η απόδοση CE_c στη δεύτερη περίπτωση να παραμένει σχεδόν σταθερή.

Η απόκριση μήκους κύματος του συζεύκτη φράγματος επιφανειακής χάραξης με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα φαίνεται στο σχήμα (4.24). Η επίδραση του λ στην περίπτωση αυτή είναι δραστικότερη λόγω της πολυρυθμικότητας που εισάγει η παρουσία της στοίβας. Στο λ_0 και για τη δεδομένη σχεδίαση της διάταξης κυματοδηγούνται τέσσερις ρυθμοί από τους οποίους ο χαμηλότερος, TE_3 , είναι αυτός με μέγιστο στον κυματοδηγό και που χρησιμοποιείται για τη σύζευξη. Οι υπόλοιποι είναι ρυθμοί της στοίβας και δεν αλληλεπιδρούν με το φράγμα. Αυξάνοντας το λ ο TE_3 πέφτει κι άλλο και στο $\lambda = 1.034\mu m$ παύει να κυματοδηγείται, συνεπώς αυτό είναι και το μήκος κύματος αποκοπής του. Στο



Σχήμα 4.23: Απόκριση μήκους κύματος συζεύκτη φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης για TE πόλωση ($L = 100\mu\text{m}$)

διάστημα $1.0 - 1.034\mu\text{m}$ ο συζεύκτης λειτουργεί σε απλή τάξη, το α ακολουθεί μία παραβολική τροχιά, ενώ το η_c παραμένει σχεδόν σταθερό σε πολύ υψηλή τιμή, $\sim 98\%$. Αντίστοιχη σταθερότητα παρουσιάζει και η απόδοση CE_c με τιμή $\sim 92\%$. Σε μήκη κύματος κάτω από το λ_0 η συμπεριφορά είναι συνδυασμός των μηχανισμών του φράγματος, όπως και στις προηγούμενες περιπτώσεις, και της παρουσίας της σπείρας. Καταρχήν στο $\lambda = 0.98\mu\text{m}$ έχουμε την, ήδη γνωστή από πριν, διέγερση ανακλώμενου ρυθμού μέσω περίθλασης δευτέρας τάξης. Στο φαινόμενο αυτό αντιστοιχεί η απότομη διαταραχή στην καμπύλη του α . Στο $\lambda = 0.976\mu\text{m}$ εμφανίζεται διαρροή δευτέρας τάξης στο υπόστρωμα που αντιστοιχεί στην πρώτη από δεξιά διαταραχή στην καμπύλη του η_c . Στο $\lambda = 0.95\mu\text{m}$ έχουμε τη διέγερση και πέμπτου κυματοδηγούμενου ρυθμού, TE_4 , με μέγιστο και αυτού στον κυματοδηγό. Υπενθυμίζουμε ότι πέντε είναι



Σχήμα 4.24: Απόκριση μήκους κύματος συζεύκτη φράγματος επιφανειακής χάραξης με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα για TE πόλωση ($L = 100\mu m$)

και ο συνολικός αριθμός των ρυθμών που προκύπτουν από τη σύζευξη της στοίβας και του κυματοδηγού. Καθώς ο ενεργός δείκτης n_{eff} του TE_3 αυξάνει με τη μείωση του λ , ο ρυθμός μετατοπίζει την ισχύ του σε περιοχές με υψηλότερο δείκτη διάθλασης. Έτσι παρατηρείται μετατόπιση του μεγίστου του ρυθμού προς τη στοίβα με αποτέλεσμα την ελάττωση της αλληλεπίδρασής του με το φράγμα. Το φαινόμενο αυτό εκφράζεται από τη δραστική μείωση του α . Εν τέλει, όταν ο ρυθμός έχει πρακτικά μετακινηθεί ολόκληρος στη στοίβα το α μηδενίζεται. Ο ρυθμός που τον έχει πλέον αντικαταστήσει στον κυματοδηγό είναι ο TE_4 . Η διαταραχή που εμφανίζεται στην καμπύλη του η_c (και μικρότερη σ' αυτό του α) στο $\lambda = 0.93\mu m$ οφείλεται σε μεγιστοποίηση της διαρροής δευτέρας τάξης στο υπόστρωμα, που φτάνει το 66%. Πέραν του $\lambda = 0.93\mu m$ όπου το α και κατ'επέκταση και το CE_c έχουν πρακτικά μηδενιστεί

ο ρυθμός TE_3 πάει να αλληλεπιδρά με το φράγμα και φυσικά δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί για σύζευξη. Σε χαμηλότερα μήκη κύματος για το σκοπό αυτό πρέπει να χρησιμοποιηθεί ο TE_4 .

Από τα παραπάνω γίνεται κατανοητό ότι η λειτουργία του συζεύκτη για μήκη κύματος κάτω από $0.98\mu m$ είναι προβληματική, επιβαρυνόμενη από φαινόμενα όπως διαρροές ανώτερης τάξης, ανακλάσεις ή πολυρυθμικότητα (π.χ. στην περίπτωση της στοίβας). Έτσι η περιοχή μηκών κύματος που ενδείκνυται για τη σύζευξη βρίσκεται πάνω από $0.98\mu m$ με το πάνω όριο να περιορίζεται είτε από την αποκοπή (περίπτωση στοίβας) είτε από τη διατήρηση της απόδοσης σύζευξης CE_c μέσα σε προκαθορισμένα όρια διακυμάνσης. Στο σημείο αυτό πρέπει να τονίσουμε ότι η αύξηση του εύρους ζώνης μηκών κύματος αυξάνει το αντίστοιχο γωνιακό εύρος της δέσμης εξόδου ενώ επίσης σοβαρά υπόψη πρέπει να λαμβάνεται η διασπορά (dispersion) λόγω της εξάρτησης της σταθεράς διάδοσης β από το λ . Με βάση όλα τα παραπάνω στοιχεία και προδιαγραφές μπορεί να γίνει η τελική επιλογή για το εύρος λειτουργίας της διάταξης.

Κεφάλαιο 5

Συμπεράσματα

5.1 Περίληψη αποτελεσμάτων

Στο προηγούμενο κεφάλαιο παρουσιάσαμε διεξοδικά τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων για κάθε διάταξη συναρτήσει των κύριων παραμέτρων κάθε μιας και διερευνήσαμε την επίδραση αυτών στη λειτουργία των διατάξεων. Στο παρόν κεφάλαιο, αφού συνοψίσουμε τα κυριότερα συμπεράσματα από τα αποτελέσματα κάθε διάταξης, θα παραθέσουμε τις τιμές βέλτιστης απόδοσης που παρατηρήθηκαν κατά τη διάρκεια των προσομοιώσεων για κάθε διάταξη.

Ξεκινώντας από το συζεύκτη ολογραφικού φράγματος παρατηρήσαμε την έντονη συμπεριφορά συντονισμού που παρουσιάζει ως προς τη γωνία κλίσης των μετώπων φάσης του ολογράμματος. Για δεδομένη γωνία εξόδου στο κάλυμμα η γωνία κλίσης *Bragg* είναι σταθερή ($\sim 45.7^\circ$) και δεν εξαρτάται από το συντελεστή διαταραχής του δείκτη διάθλασης του φράγματος Δn . Ο τελευταίος επιδρά μόνο στην ένταση της αλληλεπίδρασης, αυξάνοντας το μέγιστο του α , ενώ πρακτικά δεν επηρεάζει ούτε τη μεταβολή της κατευθυντικότητας η_c . Η επικάλυψη της περιοχής γωνιών κλίσης για μεγιστοποίηση του α και του η_c επιτρέπει την επίτευξη υψηλών αποδόσεων ($\sim 93\%$, *TE* πόλωση), ωστόσο η απότομη μεταβολή γύρω από τη γωνία *Bragg* αφήνει ελάχιστες ανοχές ως προς τη γωνία κλίσης. Για την *TM* πόλωση η εικόνα είναι ποιοτικά ίδια, όμως η ένταση της αλληλεπίδρασης ελαττώνεται δραστικά με αποτέλεσμα η απόδοση σύζευξης να είναι πρακτικά μηδενική.

Στο συζεύκτη φράγματος κεκλιμένης χάραξης διαπιστώθηκε μέγιστη αλληλεπίδραση για μικρές γωνίες κλίσης και σταδιακή πτώση της για μεγάλες γωνίες. Αντίθετα, η κατευθυντικότητα εκκινεί από

το 50% για ορθογωνικό φράγμα και αυξάνει με τη γωνία. Η μη επικάλυψη των περιοχών μεγιστοποίησης του α και του η_c περιορίζει την επίτευξη πολύ υψηλών επιδόσεων. Ο filling factor F του φράγματος επιδρά ελάχιστα στο η_c και ουσιαστικότερα στο α . Για τη μεν TE πόλωση το α μεγιστοποιείται γύρω από το $F = 0.5$, για τη δε TM πόλωση αυξάνει με το F . Εδώ πρέπει να τονίσουμε ότι τόσο ακραίες τιμές της γωνίας κλίσης ($> 70^\circ$) όσο και του F (< 0.3 & > 0.7) είναι πρακτικά δύσκολα υλοποιήσιμες. Η αύξηση του βάθους χάραξης ενισχύει την ένταση αλληλεπίδρασης ενώ επιδρά και στην κατευθυντικότητα μειώνοντας τη γωνία μεγιστοποίησης της. Ωστόσο πέραν κάποιας τιμής (effective depth) η επίδραση του βάθους στην αλληλεπίδραση φθάνει σε κορεσμό. Επιπλέον, η επιλογή βάθους χάραξης πρέπει να λαμβάνει υπόψη και το πάχος του κυματοδηγού ώστε να μη διαταράσσει καθοριστικά την κυματοδηγηση. Εν τέλει, η απόδοση σύζευξης μεγιστοποιείται γύρω από μια ευρεία περιοχή γωνιών κλίσης ($\sim 50^\circ$), επιτρέποντας μεγαλύτερες ανοχές στην κατασκευή του φράγματος.

Στο συζεύκτη φράγματος διπλής επιφανειακής χάραξης διατηρούνται τα ίδια χαρακτηριστικά ως προς τις παραμέτρους του φράγματος F και d . Κρίσιμη παράμετρος σ' αυτή την περίπτωση είναι η σχετική οριζόντια απόκλιση s των δύο φραγμάτων η οποία ρυθμίζει τη συμβολή των περιθλώμενων από αυτά κυμάτων. Έτσι στην TE πόλωση η ένταση της αλληλεπίδρασης μεγιστοποιείται γύρω από την τιμή $s = 0.5$ και μειώνεται εκατέρωθεν αυτής. Αντίστοιχα η κατευθυντικότητα μεταβάλλεται γραμμικά γύρω από το $s = 0.5$ με τιμή 50% και παίρνει τη μέγιστη και ελάχιστη τιμή της κοντά στα άκρα του διαστήματος διακύμανσης του s . Και εδώ το φαινόμενο της μη επικάλυψης μεταξύ α και η_c , όπως και στην περίπτωση απλού φράγματος, ευθύνεται για τις σχετικά χαμηλές αποδόσεις σύζευξης. Στην TM πόλωση η εικόνα σχεδόν αντιστρέφεται, με τα σημεία που αντιστοιχούσαν σε μέγιστα για την TE πόλωση τώρα να αντιστοιχούν σε ελάχιστα και αντιστρόφως. Πάντως και εδώ η αλληλεπίδραση κινείται σε πολύ χαμηλά επίπεδα, ενώ εξίσου χαμηλή είναι και η μέγιστη κατευθυντικότητα για την TM πόλωση ($\sim 60\%$).

Στο συζεύκτη φράγματος με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα η κρίσιμη παράμετρος είναι το πάχος d_b του στρώματος απομόνωσης, το οποίο ρυθμίζει τη συμβολή του περιθλώμενου και του ανακλώμενου από το υπόστρωμα κύματος. Τόσο ο συντελεστής σύζευξης όσο και η κατευθυντικότητα είναι περιοδικές συναρτήσεις του d_b με περίοδο που εξαρτάται από το μήκος κύματος λειτουργίας και τη γωνία εξόδου της περίθλασης στο στρώμα απομόνωσης. Η παρουσία της ανακλαστικής στοίβας από μόνη της ενισχύει την αλληλεπίδραση, ακόμα για μεγάλες τιμές του d_b . Ο αριθμός των στρωμάτων της στοίβας δεν έχει ουσιαστική επίδραση στην αλληλεπίδραση, ενισχύει όμως την κατευθυντικότητα τόσο ως προς

το μέγιστο της όσο και ως προς το εύρος ανοχής για το d_b . Ιδιαίτερη προσοχή απαιτείται λόγω της πολυρυθμικότητας της διάταξης στην επιλογή του κατάλληλου d_b για την κυματοδότηση του επιθυμητού ρυθμού αλλά και εύρους μηκών κύματος λειτουργίας για την αποφυγή αποκοπής. Ειδικότερα στην περίπτωση TM πόλωσης η ιδιομορφία του ρυθμού που προκύπτει από τη σύζευξη κυματοδηγού - στοίβας για $N = 5$ δίνει σχετικά έντονη αλληλεπίδραση και αντίστοιχα ασυνήθιστα υψηλές για TM ρυθμό αποδόσεις σύζευξης.

Στον πίνακα (5.1) παρατίθενται οι τιμές βέλτιστης απόδοσης για κάθε διάταξη που παρατηρήθηκαν κατά τη διάρκεια των προσομοιώσεων. Για τις τιμές των σχεδιαστικών παραμέτρων κάθε περίπτωσης μπορεί κανείς να ανατρέξει στους αντίστοιχους πίνακες του κεφαλαίου των αποτελεσμάτων. Επίσης, πρέπει να τονιστεί ότι για τον υπολογισμό των αποδόσεων σύζευξης έχουν επιλεγεί δεδομένες τιμές μήκους για τους συζεύκτες. Κατά συνέπεια η προδιαγραφή με βάση την οποία επιλέγονται οι βέλτιστες περιπτώσεις είναι η απόδοση σύζευξης και όχι ο συντελεστής σύζευξης α ή η κατευθυντικότητα η_c . Μία εναλλακτική προσέγγιση θα ήταν να θεωρήσουμε ως βέλτιστες σχεδιαστικές περιπτώσεις εκείνες που μεγιστοποιούν την κατευθυντικότητα και κατόπιν να προσδιορίζουμε το απαιτούμενο μήκος συζεύκτη για την υπέρβαση μιας καθορισμένης προδιαγραφής για την απόδοση. Ωστόσο, στην παρούσα εργασία, όπως έχει ήδη τονιστεί, δόθηκε έμφαση στην κατά το δυνατόν μεγαλύτερη κατασκευαστική συμβατότητα μεταξύ των διατάξεων, γι' αυτό και ο καθορισμός δεδομένων μηκών για τους συζεύκτες. Συγκεκριμένα, χρησιμοποιούνται δύο μήκη για κάθε διάταξη, $50/100\mu m$ για τα φράγματα χάραξης και $100/200\mu m$ για το ολογραφικό φράγμα. Η επιλογή για το τελευταίο έγινε ώστε να αντισταθμιστεί η διαφορετική δομή του (συνεχής μεταβολή δείκτη διάθλαση) σε σχέση με την αντίστοιχη των φραγμάτων χάραξης (μη συνεχής).

Από τον πίνακα (5.1) είναι φανερό ότι για TE πόλωση το ολογραφικό και το φράγμα με ανακλαστήρα στο υπόστρωμα επιτυγχάνουν τις μεγαλύτερες αποδόσεις που ξεπερνούν το 90% για μήκη $200\mu m$ και $100\mu m$ αντίστοιχα. Οι τόσο υψηλές αποδόσεις οφείλονται στο συνδυασμό για την ίδια σχεδίαση έντονης αλληλεπίδρασης (συντελεστής α) με εξίσου υψηλή κατευθυντικότητα η_c ($\sim 95\%$). Σημειώνεται ότι οι σχετικές επιδόσεις αντιστοιχούν σε ολογραφικό φράγμα με $\Delta n = 0.04$ και συζεύκτη με ανακλαστήρα με $N = 7$. Η σύμπτωση αυτή υψηλής αλληλεπίδρασης και κατευθυντικότητας αποτελεί το σημαντικότερο πλεονέκτημα αυτών των διατάξεων και συμβάλει επιπλέον και στον περιορισμό του μήκους του συζεύκτη. Έπεται με διαφορά σε απόδοση το φράγμα διπλής χάραξης με $\sim 55\%$ και τελευταίο το φράγμα κεκλιμένης χάραξης με $\sim 49\%$, για μήκος $L = 100\mu m$. Οι σχετικά χαμηλές αυτές αποδόσεις οφείλονται,

Πίνακας 5.1: Βέλτιστες τιμές απόδοσης των διατάξεων

Device	$\Lambda_x(\mu m)$	$\beta(\mu m^{-1})$	$\alpha(\mu m^{-1})$	$\eta_c(\%)$	$CE_c(\%)$	
					$L = 50\mu m$	$L = 100\mu m$
<i>TE</i>						
Holographic	0.649	9.456052	0.011329	94.60	84.79	93.58
Slanted	0.664	9.236488	0.004483	82.27	29.72	48.71
Doublet	0.660	9.306312	0.008934	66.49	39.28	55.35
Stack	0.668	9.190825	0.013674	97.94	72.99	91.58
<i>TM</i>						
Holographic	0.650	9.443124	0.000079	95.14	01.49	02.96
Slanted	0.667	9.202311	0.002252	58.85	11.87	21.34
Doublet	0.664	9.245521	0.002911	53.50	13.51	23.61
Stack	0.670	9.152718	0.005220	94.57	38.46	61.28

όπως έχουμε ήδη αναφέρει, στην αδυναμία ταυτόχρονης επίτευξης για την ίδια σχεδίαση μέγιστης αλληλεπίδρασης και κατευθυντικότητας. Εν προκειμένω για το φράγμα κεκλιμένης χάραξης υπάρχει περιθώριο βελτίωσης για τη δεδομένη σχεδίαση, αφού το η_c φθάνει το 82%, να αυξηθεί η απόδοση με αύξηση του μήκους L . Για το φράγμα διπλής χάραξης όμως που στη συγκεκριμένη σχεδίαση ($F = 0.5, d = 0.2\mu m$) το η_c φθάνει μόλις το 66%, η μόνη εναλλακτική θα ήταν η επιλογή άλλης σχεδίασης με μεγαλύτερο η_c (υπάρχει περιθώριο μέχρι 89%), αναγκαστικά ωστόσο χαμηλότερου α , με ταυτόχρονη αύξηση του μήκους για βελτίωση της απόδοσης.

Για την *TM* πόλωση είναι κοινό στοιχείο σε όλες τις διατάξεις ότι η απόδοση βρίσκεται πολύ χαμηλότερα από τα αντίστοιχα επίπεδα της *TE* πόλωσης. Κύριος λόγος αυτής της εικόνας είναι η πολύ μικρότερη ένταση αλληλεπίδρασης για όλες τις περιπτώσεις *TM* ρυθμών (α περίπου 3 φορές κάτω από τις αντίστοιχες *TE* τιμές). Ειδικότερα, το ολογραφικό αλληλεπιδρά πρακτικά αμελητέα με την *TM* πόλωση, φαινόμενο που παρατηρείται, όπως έχουμε αναφέρει στη θεωρία, για ένα εύρος γωνιών εξόδου $\sim 30^\circ$ εκατέρωθεν της κατακορύφου. Προκειμένου να γίνει αισθητή η αλληλεπίδραση απαιτείται αύξηση της γωνίας πέραν αυτών των ορίων. Για τα φράγματα κεκλιμένης και διπλής χάραξης, αν και

η εικόνα είναι σαφώς βελτιωμένη ως προς την αλληλεπίδραση σε σχέση με το ολογραφικό, παραμένει πολύ χαμηλά σε σύγκριση με την TE πόλωση. Στην περίπτωση της κεκλιμένης χάραξης, όπου υπάρχει περιθώριο για υψηλή κατευθυντικότητα, απαιτούνται πολύ μεγάλα μήκη L για την επίτευξη αξιόλογων αποδόσεων, ενώ για τη διπλή χάραξη ακόμα και αυτή η δυνατότητα είναι περιορισμένη αφού η μέγιστη κατευθυντικότητα είναι πολύ χαμηλή ($\sim 55\%$). Για την περίπτωση του φράγματος με ανακλαστήρα, αν και για $N = 3$ & 5 η αλληλεπίδραση είναι εξίσου χαμηλή, για $N = 5$ δίνει ασυνήθιστα υψηλές τιμές που φθάνουν για την απόδοση το 61% για μήκος $L = 100\mu m$. Συνεπώς, αυτή είναι και η μοναδική διάταξη που μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε παραπλήσια μήκη L για τη σχεδόν κατακόρυφη σύζευξη TM ρυθμών. Πρέπει να τονιστεί ότι η γενικότερη αυτή διαφοροποίηση της συμπεριφοράς των συζευκτών ανάλογα με την πόλωση προσδίδει στις διατάξεις μία εξάρτηση (polarization dependence) η οποία μπορεί να χρησιμεύσει για την υλοποίηση λειτουργιών όπως ο διαχωρισμός και το φιλτράρισμα σημάτων διαφορετικής πόλωσης που διαδίδονται στον ίδιο κυματοδηγό (polarization splitting & filtering).

5.2 Προοπτικές - εφαρμογές

Όπως έχουμε ήδη τονίσει, η γνώση της λειτουργίας και των μηχανισμών των φραγμάτων περίθλασης είναι τόσο παλιά όσο σχεδόν και η επιστήμη της οπτικής. Ωστόσο, κάτω από το νέο πρίσμα που διαμορφώνουν οι εξελίξεις στην τεχνολογία της νανοκατασκευής και η απαίτηση για ολοκλήρωση ολοένα και περισσότερων οπτικών διατάξεων το ενδιαφέρον και η έρευνα γύρω από τις εφαρμογές των φραγμάτων περίθλασης έχει αναθερμανθεί. Μία από τις πλέον κρίσιμες λειτουργίες στη μετάδοση σημάτων είναι η σύζευξη εισόδου/εξόδου στον κυματοδηγό του οπτικού σήματος, πολύ δε περισσότερο όταν αυτή πραγματοποιείται σε ολοκληρωμένο περιβάλλον. Με την παρούσα εργασία παρουσιάσαμε, για πρώτη φορά συγκεντρωμένα και συστηματικά, αποτελέσματα για τις βασικότερες υλοποιήσεις συζευκτών φράγματος που έχουν προταθεί στη διεθνή βιβλιογραφία, αναλύοντας τη σχεδίαση τους για επίτευξη κατακόρυφης σύζευξης, με ιδιαίτερη έμφαση στη λειτουργία με περίθλαση απλής τάξης και στην ενίσχυση της κατευθυντικότητας προς επιλεγμένη κατεύθυνση. Επιπλέον, επιδιώχθηκε η όσο το δυνατόν μεγαλύτερη κατασκευαστική συμβατότητα μεταξύ των διατάξεων, έτσι ώστε η σύγκριση μεταξύ τους να καταστεί πιο άμεση. Κλείνοντας αυτή την εργασία αναφέρουμε συνοπτικά τα κυριότερα παραδείγματα εφαρμογής τέτοιων συζευκτών που αποτελούν πεδία τρέχουσας ή μελλοντικής έρευνας.

Μία από τις κυριότερες εφαρμογές είναι η σύζευξη οπτοηλεκτρονικών διεπαφών (π.χ. δίοδοι LED,

ανιχνευτές) σε κυματοδηγό.⁴³ Η υλοποίηση μέσω συζεύκτη φράγματος επιτρέπει την αλληλεπίδραση του φράγματος με την αντίστοιχη διάταξη μέσω ρυθμών ακτινοβολίας (radiation modes) και όχι μέσω απόσβεσης (evanescent coupling), άροντας έτσι τον περιορισμό για την απόσταση των στοιχείων και καθιστώντας ευκολότερη την ολοκλήρωσή τους στο ίδιο ολοκληρωμένο. Η σύζευξη οπτικών ινών σε ολοκληρωμένους κυματοδηγούς αποτελούσε ανέκαθεν μία από τις σημαντικότερες πηγές απωλειών. Η χρήση φραγμάτων απαλλάσσει από τις απώλειες λόγω ασυμβατότητας ρυθμών (mode mismatch) και ανακλάσεων, όπως στην περίπτωση end fire coupling. Συστοιχίες τέτοιων συζευκτών χρησιμοποιούνται για το σκοπό αυτό σε fiber-to-chip τεχνολογίες. Παρόμοιες συστοιχίες αναπτυσσόμενες με αρκετά τυποποιημένες διαδικασίες σε πολυστρωματικά ολοκληρωμένα μπορούν να αποτελέσουν τον κορμό για την υλοποίηση πυκνών εσωτερικών οπτικών διασυνδέσεων (dense intra-chip optical interconnects), όπως π.χ. σε τεχνολογίες οπτικής κατανομής ρολογιού (optical clock distribution).⁴⁴ Μία εναλλακτική υλοποίηση τέτοιων πυκνών διασυνδέσεων αποτελεί η τεχνολογία Sea of Polymer Pillars,⁴⁵ όπου κάθε συζεύκτης συνδέεται με κατακόρυφους πυλώνες πολυμερούς για τη βελτιστοποίηση της σύζευξης μεταξύ διαφορετικών στρωμάτων ή με κάποια εξωτερική διάταξη. Η δυνατότητα ρύθμισης (tunability) είναι άλλο ένα χαρακτηριστικό που μπορεί να προστεθεί στη λειτουργία. Μέσω μηχανικής τάσης (strain), ηλεκτρικά ή θερμικά και μεταβάλλοντας αντιστοίχως την περίοδο ή το δείκτη διάθλασης του φράγματος είναι δυνατόν να ρυθμιστεί το κεντρικό μήκος λειτουργίας ή η γωνία εξόδου της δέσμης. Τέτοια λειτουργία μπορεί να συνδυαστεί με τη χρήση του συζεύκτη για εκπομπή της δέσμης λείζερ (Grating-assisted Surface Emitting Lasers, GSELs) για τη μεταβολή της κατεύθυνσης και του μήκους κύματος εκπομπής. Τέλος, οι συζεύκτες φράγματος θεωρούνται ελκυστικοί υποψήφιοι για ενσωμάτωση στη νέα και διαρκώς αναδυόμενη τεχνολογία των φωτονικών κρυστάλλων (photonic crystals). Εξαιτίας της αυξημένης κατασκευαστικής τους συμβατότητας (lithographic tuning) αλλά κυρίως λόγω του κοινού μηχανισμού που τα συνδέει (Bragg diffraction), τα περιθλαστικά φράγματα υπόσχονται να επιτελέσουν την κρίσιμη λειτουργία της κατακόρυφης σύζευξης σε πλατφόρμες φωτονικών κρυστάλλων (π.χ. planar photonic crystal slabs).

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. H. Kogelnik, "Coupled wave theory for thick hologram gratings," *Bell. Syst. Tech. J.* **48**, 2909-2947 (1969).
2. H. Kogelnik and T. P. Sosnowski, "Holographic thin film couplers," *Bell. Syst. Tech. J.* **49**, 1602-1608 (1970).
3. K. Ogawa and W. S. C. Chang, "Analysis of holographic thin film grating coupler," *Appl. Opt.* **12**, 2167-2171 (1973).
4. S. M. Schultz, E. N. Glytsis, and T. K. Gaylord, "Design of a high-efficiency volume grating coupler for line focusing," *Appl. Opt.* **37**, 2278-2287 (1998).
5. S. M. Schultz, E. N. Glytsis, and T. K. Gaylord, "Volume grating preferential-order focusing waveguide coupler," *Opt. Lett.* **24**, 1708-1710 (1999).
6. S. M. Schultz, E. N. Glytsis, and T. K. Gaylord, "Design, fabrication and performance of preferential-order volume grating waveguide couplers," *Appl. Opt.* **39**, 1223-1231 (2000).
7. R. A. Villalaz, E. N. Glytsis, and T. K. Gaylord, "Volume grating couplers: polarization and loss effects," *Appl. Opt.* **41**, 5223-5229 (2002).
8. W. Y. Wang and T. J. Dilauro, "Bragg effect waveguide coupler analysis," *Appl. Opt.* **16**, 3230-3236 (1977).
9. W. Driemeier and A. Brockmeyer, "High-resolution photorefractive polymer for optical recording of waveguide gratings," *Appl. Opt.* **25**, 2960-2966 (1986).
10. W. Driemeier, "Bragg-effect grating couplers integrated in multicomponent polymeric waveguides," *Opt. Lett.* **15**, 725-727 (1990).
11. W. Driemeier, "Coupled-wave analysis of the Bragg effect waveguide coupler," *J. Mod. Opt.* **38**, 363-377 (1991).
12. S. T. Peng and T. Tamir, "Directional blazing of waves guided by asymmetrical dielectric gratings," *Opt. Comm.* **11**, 405-409 (1974).

13. W. Streifer, R. D. Burnham, and D. R. Scifres, "Analysis of grating-coupled radiation in GaAs:GaAlAs lasers and waveguides--II: Blazing effects," *IEEE J. Quantum Electron.* **12**, 494-499 (1976).
14. T. Aoyagi, Y. Aoyagi, and S. Namba, "High-efficiency blazed grating couplers," *Appl. Phys. Lett.* **29**, 303-304 (1976).
15. M. Li and S. J. Sheard, "Waveguide couplers using parallelogramic-shaped blazed gratings," *Opt. Commun.* **109**, 239-245 (1994).
16. M. Li and S. J. Sheard, "Experimental study of waveguide grating couplers with parallelogramic tooth profiles," *Opt. Eng.* **35**, 3101-3106 (1996).
17. T. Liao, S. Sheard, M. Li, J. Zhu, and P. Prewett, "High-efficiency focusing waveguide grating coupler with parallelogramic groove profiles," *J. Lightwave Technol.* **15**, 1142-1148 (1997).
18. T. Liao and S. Sheard, "Integrated-optic array illuminator: a new design for guided-wave optical interconnections," *Appl. Opt.* **37**, 2729-2734 (1998).
19. J. M. Miller, N. Beaucoudrey, P. Chavel, J. Turunen, and E. Cambril, "Design and fabrication of binary slanted surface-relief gratings for a planar optical interconnection," *Appl. Opt.* **36**, 5717-5727 (1997).
20. M. Matsumoto, "Analysis of the blazing effect in second order gratings," *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 2016-2023 (1992).
21. N. Eriksson, M. Hagberg, and A. Larsson, "Highly directional grating outcouplers with tailorable radiation characteristics," *IEEE J. Quantum Electron.* **32**, 1038-1047 (1996).
22. M. Hagberg, N. Eriksson, and A. Larsson, "Investigation of high-efficiency surface-emitting lasers with blazed grating outcouplers," *IEEE J. Quantum Electron.* **32**, 1596-1605 (1996).
23. I. A. Avrutsky, A. S. Svakhin, and V. A. Sychugov, "Interference phenomena in waveguides with two corrugated boundaries," *J. Mod. Opt.* **36**, 1303-1320 (1989).
24. I. A. Avrutsky, A. S. Svakhin, and V. A. Sychugov, "An efficient grating coupler," *Zh. Tekh. Fiz.* **59**, 61-65 (1989).

25. I. A. Avrutsky, A. S. Svakhin, V. A. Sychugov, and O. Parriaux, "High-efficiency single-order waveguide grating coupler," *Opt. Lett.* **15**, 1446-1448 (1990).
26. J. C. Brazas, L. Li, and A. L. McKeon, "High-efficiency input coupling into optical waveguides using gratings with double-surface corrugation," *Appl. Opt.* **34**, 604-609 (1995).
27. N. Agrawal, T. C. Strand, and P. May, "High directivity waveguide grating couplers for optical storage," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Vol. 7 of 1990 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 1990), p.40.
28. R. L. Roncone, L. Li, K. A. Bates, J. J. Burke, L. Weisenbach, and B. J. J. Zelinski, "Design and fabrication of a single leakage-channel grating coupler," *Appl. Opt.* **32**, 4522-4528 (1993).
29. R. L. Roncone, L. Li, and J. C. Brazas, "Single-leakage-channel grating couplers: comparison of theoretical and experimental branching ratios," *Opt. Lett.* **18**, 1919-1921 (1993).
30. M. Oh, S. Ura, T. Suhara, and H. Nishihara, "Integrated-optic focal-spot intensity modulator using electrooptic polymer waveguide," *J. Lightwave Technol.* **12**, 1569-1576 (1994).
31. M. G. Moharam and T. K. Gaylord, "Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction," *J. Opt. Soc. Amer.* **71**, 811-818 (1981).
32. M. G. Moharam and T. K. Gaylord, "Diffraction analysis of dielectric surface-relief gratings," *J. Opt. Soc. Amer.* **72**, 1385-1392 (1982).
33. W. E. Baird, M. G. Moharam, and T. K. Gaylord, "Diffraction characteristics of planar absorption gratings," *Appl. Phys. B* **32**, 15-20 (1983).
34. M. G. Moharam and T. K. Gaylord, "Rigorous coupled-wave analysis of metallic surface-relief gratings," *J. Opt. Soc. Amer.* **3**, 1780-1787 (1986).
35. M. G. Moharam, "Diffraction analysis of multiplexed holographic gratings," in *Digest of Topical Meeting on Holography* (Optical Society of America, Washington, D.C., 1986), pp. 100-103.
36. M. G. Moharam, "Coupled-wave analysis of two-dimensional gratings," in *Holographic Optics: Design and Applications*, I. Cindrich, ed., Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. **883**, 8-11 (1988).

37. E. N. Glytsis and T. K. Gaylord, "Rigorous three-dimensional coupled-wave diffraction analysis of single and anisotropic gratings," *J. Opt. Soc. Amer. A* **4**, 2061-2080 (1987).
38. L. M. Brekhovshikh, *Waves in Layered Media* (Academic, New York, 1960).
39. M. G. Moharam, D. A. Pommet, E. B. Grann, and T. K. Gaylord, "Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach," *J. Opt. Soc. Amer. A* **12**, 1077-1086 (1995).
40. M. Neviere, "The homogeneous problem," in *Electromagnetic Theory of Gratings* **5**, 123-157, Berlin: Springer-Verlag, (1980).
41. D. E. Muller, "A method for solving algebraic equations using an automatic computer," *Math. Tables and Other Aids to Comp.* **10**, 208-215 (1956).
42. M. Neviere, R. Petit, and M. Cadilhac, "About the theory of optical grating coupler-waveguide systems," *Opt. Commun.* **8**, 113-117 (1973).
43. E. N. Glytsis, N. M. Jokerst, R. A. Villalaz, S. Y. Cho, S. D. Wu, Z. Huang, M. A. Brooke, and T. K. Gaylord, "Substrate-embedded and flip-chip-bonded photodetector polymer-based optical interconnects: analysis, design, and performance," *J. Lightwave Technol.* **21**, 2382-2394 (2003).
44. A. V. Mule, S. M. Schultz, E. N. Glytsis, T. K. Gaylord, and J. D. Meindl, "Input coupling and guided-wave distribution schemes for board-level intra-chip guided-wave optical clock distribution network using volume grating coupler technology," in *Proc. Int. Interconnect Technol. Conf.*, (2001).
45. M. S. Bakir, T. K. Gaylord, K. P. Martin, and J. D. Meindl, "Sea of polymer pillars: compliant wafer-level electrical-optical chip I/O interconnections," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**, 1567-1569 (2003).