



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ

ΤΟΜΕΑΣ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ, ΗΛΕΚΤΡΟΟΠΤΙΚΗΣ &
ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΩΝ ΥΛΙΚΩΝ

Εφαρμογές της FDTD Μεθόδου στην
Ανάλυση και Σχεδιασμό Συζευκτών για
Οπτικές Διασυνδέσεις και Οπτικές
Επικοινωνίες

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

του

ΑΡΙΣΤΕΙΔΗ Δ. ΠΑΠΑΔΟΠΟΥΛΟΥ

Φυσικού Ε.Κ.Π.Α.

Αθήνα, Δεκέμβριος 2009



National Technical University of Athens

SCHOOL OF ELECTRICAL
AND COMPUTER ENGINEERING

SECTION OF ELECTROMAGNETIC APPLICATIONS,
ELECTROOPTICS &
ELECTRONIC MATERIALS

**Applications of the FDTD Method to the
Analysis and Design of Couplers for Optical
Interconnections and Optical Communications**

Ph.D. Thesis

of

Aristeides D. Papadopoulos

Physicist, National and Kapodistrian University of Athens

Athens, December 2009



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

Εφαρμογές της FDTD Μεθόδου στην
Ανάλυση και Σχεδιασμό Συζευκτών για
Οπτικές Διασυνδέσεις και Οπτικές
Επικοινωνίες

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

του

ΑΡΙΣΤΕΙΔΗ Δ. ΠΑΠΑΔΟΠΟΥΛΟΥ

Φυσικού Ε.Κ.Π.Α.

Συμβουλευτική Επιτροπή: Ηλίας Γλύτσης
Κυριάκος Χιτζανίδης
Ιωάννης Βομβορίδης

Εγκρίθηκε από την επταμελή εξεταστική επιτροπή την 15^η Δεκεμβρίου 2009.

...
Η. Γλύτσης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

...
Κ. Χιτζανίδης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

...
Ι. Βομβορίδης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

...
Ι. Ρουμελιώτης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

...
Π. Φράγκος
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

...
Θ. Σφηρόπουλος
Καθηγητής Ε.Κ.Π.Α.

...
Ι. Τσαλαμέγκας
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Δεκέμβριος 2009

...

ΑΡΙΣΤΕΙΔΗΣ Δ. ΠΑΠΑΔΟΠΟΥΛΟΣ
Διδάκτωρ Ε.Μ.Π.

© 2009 - All rights reserved



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

Εφαρμογές της FDTD Μεθόδου στην
Ανάλυση και Σχεδιασμό Συζευκτών για
Οπτικές Διασυνδέσεις και Οπτικές
Επικοινωνίες

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

ΤΟΥ

ΑΡΙΣΤΕΙΔΗ Δ. ΠΑΠΑΔΟΠΟΥΛΟΥ

Φυσικού Ε.Κ.Π.Α.

Συμβουλευτική Επιτροπή: Ηλίας Γλύτσας
Κυριάκος Χιτζανίδης
Ιωάννης Βομβορίδης

Εγκρίθηκε από την επταμελή εξεταστική επιτροπή την 15^η Δεκεμβρίου 2009.

...
Η. Γλύτσας
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

...
Κ. Χιτζανίδης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

...
Ι. Βομβορίδης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

...
Ι. Ρουμेलιώτης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

...
Π. Φράγγος
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

...
Θ. Σιφνόπουλος
Καθηγητής Ε.Κ.Π.Α.

...
Ι. Τσαλαμέγκας
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Δεκέμβριος 2009

Περιεχόμενα

1	Εισαγωγή	1
2	Επίλυση Εξισώσεων Maxwell με Πεπερασμένες Διαφορές στο Πεδίο του Χρόνου (FDTD)	5
2.1	Η FDTD Μέθοδος	6
2.2	Μέθοδοι Βελτίωσης της FDTD	11
2.2.1	Μέθοδοι Βελτίωσης της FDTD(2,2)	12
2.2.2	Μέθοδοι Βελτίωσης της FDTD(2,4)	12
3	FDTD Ανάλυση Ολογραφικών και Επιφανειακής-Διαμόρφωσης Περιθλαστικών Φραγμάτων Πεπερασμένης Περιόδου	17
3.1	Εισαγωγή	17
3.2	Γεωμετρία Περιθλαστικής Διάταξης και Υπολογιστικού Χωρίου	19
3.3	Υπολογισμός Περιθλαστικής Απόδοσης	22
3.4	FDTD Αποτελέσματα	23
3.4.1	Ολογραφικά Περιθλαστικά Φράγματα	24
3.4.2	Περιθλαστικά Φράγματα Επιφανειακής Διαμόρφωσης	29
3.5	Συμπεράσματα	35
4	Συζεύκτες Εξόδου Οπτικών Κυματοδηγών Περιθλαστικών Φραγμάτων: FDTD Ανάλυση	37
4.1	Εισαγωγή	37
4.2	Γεωμετρία Περιθλαστικού Συζεύκτη Εξόδου	39
4.3	Υπολογισμός Απόδοσης Συζεύκτη	41
4.4	FDTD Αποτελέσματα	42
4.4.1	Ολογραφικός Περιθλαστικός Συζεύκτης	43
4.4.2	Περιθλαστικός Συζεύκτης Επιφανειακής Διαμόρφωσης 2-Επιπέδων	47
4.5	Συμπεράσματα	52
5	Συζεύκτες Εξόδου Οπτικών Κυματοδηγών Περιθλαστικών Φραγμάτων Προτιμητέας Τάξης: FDTD Ανάλυση	55
5.1	Εισαγωγή	55
5.2	Γεωμετρία Περιθλαστικού Συζεύκτη Εξόδου Προτιμητέας Τάξης	57
5.3	Αποτελέσματα	59
5.3.1	Σχεδιασμός Περιθλαστικών Συζευκτών	61

5.3.1.1	Ολογραφικός Περιθλαστικός Συζεύκτης Όγκου (VHGC)	61
5.3.1.2	Κεκλιμένος Παραλληλεπίπεδος Περιθλαστικός Συζεύκτης Επιφανειακής Διαμόρφωσης (SSRGC)	61
5.3.1.3	Περιθλαστικός Συζεύκτης Διπλής Επιφανειακής Διαμόρφωσης (DCSRGC).....	62
5.3.1.4	Περιθλαστικός Συζεύκτης με Ανακλαστήρα (RSSRGC)	63
5.3.2	Απόδοση Περιθλαστικών Συζευκτών Προτιμητέας Τάξης	63
5.3.3	Διερεύνηση Βασικών Σχεδιαστικών Παραμέτρων.....	67
5.3.4	Ευαισθησία Συζευκτών σε Μεταβολές Μήκους Κύματος	71
5.4	Συμπεράσματα.....	74
6	Συζεύκτες Εισόδου Οπτικών Κυματοδηγών Περιθλαστικών Φραγμάτων Προτιμητέας Τάξης: FDTD Ανάλυση	77
6.1	Εισαγωγή.....	77
6.2	Γεωμετρία Περιθλαστικού Συζεύκτη Εισόδου Προτιμητέας Τάξης	79
6.3	Αποτελέσματα	81
6.4	Συμπεράσματα	86
7	FDTD σε Υλικά με Μη Γραμμικότητα και Διασπορά	89
7.1	GVADÉ αλγόριθμος, CPML και TF-SF.	90
7.2	Παραδείγματα και εφαρμογές μη γραμμικής FDTD	96
A'	Υπολογισμός απόδοσης σύζευξης και κατευθυντικότητας με χρήση της RCWA/LM μέθοδου	105
B'	Μέθοδος Πίνακα Μεταφοράς (Transfer Matrix Method)	109
Γ'	Ανάλυση ρυθμών για υπολογισμό ισχύος σε ρυθμούς κυματοδότησης	113
Δ'	Σχεδιασμός περιθλαστικού συζεύκτη	117
	Βιβλιογραφία	119

Κατάλογος Σχημάτων

1.1	Γενική μορφή οπτικής διασύνδεσης ελεύθερου χώρου. Τα substrate-mode holograms (SMHs) σχεδιάζονται ώστε να υπάρχει σύζευξη της προσπίπτουσας δέσμης μέσα και έξω από το υπόστρωμα (substrate), και το σήμα διαδίδεται με ολική ανάκλαση στο υπόστρωμα (substrate). Οι μικροφακοί χρησιμοποιούνται για εστίαση και παραλληλισμό της δέσμης.	2
1.2	Γενική μορφή οπτικής διασύνδεσης κυματοδηγησης. Οι ολογραφικοί (μπορεί να ήταν και διαμόρφωσης επιφανείας) περιθλαστικοί συζεύκτες σχεδιάζονται για σύζευξη της προσπίπτουσας δέσμης μέσα και έξω από τον κυματοδηγό	3
2.1	2D FDTD πλέγμα, TE πόλωση (για διάδοση κατά y).	6
2.2	2D FDTD πλέγμα, TM πόλωση (για διάδοση κατά y).	7
2.3	Εφαρμογή της third-order effective permittivity μεθόδου σε 2D FDTD πλέγμα, TM πόλωση (σχήμα από την αναφ. [40])	13
3.1	Γεωμετρία της περιθλαστικής δομής και το πλήρες (πραγματικό+UPML) υπολογιστικό χωρίο για την FDTD ανάλυση. Το περιβάλλον UPML χρησιμοποιείται για την εξάλειψη κάθε ανακλώμενου κύματος που εισέρχεται στο πραγματικό υπολογιστικό χωρίο. Επίσης φαίνονται το TF-SF επίπεδο σύνορο καθώς και η προσπίπτουσα δέσμη.	19
3.2	Τύποι περιθλαστικών φραγμάτων: (α) ένα γενικό slanted ολογραφικό περιθλαστικό φράγμα, (β) ένα περιθλαστικό φράγμα επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων, (γ) ένα ασυμμετρικό περιθλαστικό φράγμα επιφανειακής διαμόρφωσης 8-επιπέδων.	20
3.3	Μορφή πεπερασμένης προσπίπτουσας δέσμης επίπεδου πλάτους W και ολικού πλάτους ($2D - W$).	21
3.4	Ενταση ηλεκτρικού πεδίου για unslanted ολογραφικό περιθλαστικό φράγμα με σε κατάσταση ισορροπίας για TE πόλωση. Οι περιοχές 1,2,3,4 καθώς και η περιοχή του περιθλαστικού φράγματος σημειώνονται για σύγκριση με το Σχ. 3.1.	25
3.5	± 1 εμπρόσθια περιθλαστική απόδοση για το unslanted ολογραφικό περιθλαστικό φράγμα σαν συνάρτηση του μήκους του φράγματος για TE πόλωση. συμβολίζει υψηλότερη πυκνότητα κελιών, δηλ. 25 κελία ανά ελάχιστο μήκος κύματος, ενώ όλες οι άλλες περιπτώσεις είναι για 20 κελία ανά ελάχιστο μήκος κύματος.	25

3.6	± 1 εμπρόσθια περιθλαστική απόδοση για το unslanted ολογραφικό περιθλαστικό φράγμα σαν συνάρτηση του μήκους του φράγματος για TM πόλωση. συμβολίζει υψηλότερη πυκνότητα κελιών, δηλ. 25 κελιά ανά ελάχιστο μήκος κύματος, ενώ όλες οι άλλες περιπτώσεις είναι για 20 κελιά ανά ελάχιστο μήκος κύματος.	26
3.7	Επί της εκατό διαφορά της ± 1 εμπρόσθια περιθλαστική απόδοση $DE_{\pm 1}^f$ του unslanted ολογραφικού περιθλαστικού φράγματος ($L = 15\Lambda_y$), υπολογισμένη με την με την FDTD μέθοδο για TE και TM πόλωση, σε σχέση με την $DE_{\pm 1}^f$ υπολογισμένη με την FDTD(2,4) μέθοδο για 40 κελιά ανά ελάχιστο μήκος κύματος.	27
3.8	-1 εμπρόσθια περιθλαστική απόδοση DE_{-1}^f του slanted ολογραφικού περιθλαστικού φράγματος, σαν συνάρτηση του μήκους του περιθλαστικού φράγματος, για TE πόλωση.	28
3.9	-1 εμπρόσθια περιθλαστική απόδοση DE_{-1}^f του slanted ολογραφικού περιθλαστικού φράγματος, σαν συνάρτηση του μήκους του περιθλαστικού φράγματος, για TM πόλωση.	28
3.10	-1 εμπρόσθια περιθλαστική απόδοση DE_{-1}^f του περιθλαστικού φράγματος επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων, σαν συνάρτηση του μήκους του περιθλαστικού φράγματος, για TE πόλωση.	30
3.11	-1 εμπρόσθια περιθλαστική απόδοση DE_{-1}^f του περιθλαστικού φράγματος επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων, σαν συνάρτηση του μήκους του περιθλαστικού φράγματος, για TM πόλωση.	31
3.12	Διαφορά (%) της ± 1 εμπρόσθιας περιθλαστικής απόδοσης $DE_f^{\pm 1}$ του φράγματος επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων ($L = 15\Lambda$) υπολογισμένης με την FDTD μέθοδο σε σχέση με την $DE_f^{\pm 1}$ υπολογισμένη με την BEM μέθοδο για το φράγμα επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων για TE και TM πόλωση.	31
3.13	Ένταση ηλεκτρικού πεδίου για το ασυμμετρικό φράγμα επιφανειακής διαμόρφωσης 8-επιπέδων ($L = 5\Lambda$) σε κατάσταση ισορροπίας για TE πόλωση. Το σύστημα βρίσκεται σε κατάσταση ισορροπίας μετά από 2568 χρονικά βήματα.	32
3.14	$+1$ εμπρόσθια περιθλαστική απόδοση DE_{+1}^f για το επιφανειακής διαμόρφωσης φράγμα με 8-επίπεδων σαν συνάρτηση του μήκους του φράγματος για TE πόλωση. Τα FDTD(2,2) και FDTD(2,4) αποτελέσματα είναι σχεδόν όμοια στην κλίμακα του σχήματος. Δx , $\Delta y \simeq \Delta = \lambda_{\min}/30$ είναι για υψηλότερη πυκνότητα πλέγματος, δηλαδή για 30 κελιά ανά ελάχιστο μήκος κύματος, ενώ όλες οι άλλες περιπτώσεις είναι για 20 κελιά ανά μήκος κύματος.	33
3.15	$+1$ εμπρόσθια περιθλαστική απόδοση DE_{+1}^f για το επιφανειακής διαμόρφωσης φράγμα με 8-επίπεδων σαν συνάρτηση του μήκους του φράγματος για TM πόλωση. Τα FDTD(2,2) και FDTD(2,4) αποτελέσματα είναι σχεδόν όμοια στην κλίμακα του σχήματος. Δx , $\Delta y \simeq \Delta = \lambda_{\min}/30$ είναι για υψηλότερη πυκνότητα πλέγματος, δηλαδή για 30 κελιά ανά ελάχιστο μήκος κύματος, ενώ όλες οι άλλες περιπτώσεις είναι για 20 κελιά ανά μήκος κύματος.	33

4.1	Γεωμετρία κυματοδηγού περιθλαστικού φράγματος και του πλήρους υπολογιστικού χωρίου (πραγματικού+UPML) που χρησιμοποιείται στην FDTD ανάλυση.	40
4.2	Τύποι κυματοδηγών συζευκτών περιθλαστικών φραγμάτων: (a) VHGC (φράγμα στην περιοχή του film), (b) SRGC 2-επιπέδων (φράγμα στην περιοχή του cover)	41
4.3	Απόδοση σύζευξης, CE_c^1 , στην περιοχή cover, για τον VHGC σε TE πόλωση σαν συνάρτηση του αριθμού των κελιών, N , ανά ελάχιστο μήκος κύματος.	44
4.4	Απόδοση σύζευξης, CE_c^1 , στην περιοχή cover, για τον VHGC σε TE πόλωση σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων, L_g/Λ_y	44
4.5	Branching ratio (για την περίθλαση πρώτης τάξης), για τον VHGC σε TE πόλωση σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων, L_g/Λ_y	45
4.6	Άθροισμα απόδοσης σύζευξης (%) για τον VHGC (TE πόλωση) και για τον SRGC 2-επιπέδων (TE, TM πόλωση) σαν συνάρτηση του αριθμού των κελιών, N , ανά ελάχιστο μήκος κύματος. Η 100% γραμμή παρουσιάζεται για να φανεί η σύγκλιση.	47
4.7	CE_c^1 για τον συζεύκτη SRGC 2-επιπέδων για TE πόλωση σαν συνάρτηση του αριθμού κελιών ανά ελάχιστο μήκος κύματος.	48
4.8	CE_c^1 για τον συζεύκτη SRGC 2-επιπέδων για TM πόλωση σαν συνάρτηση του αριθμού κελιών ανά ελάχιστο μήκος κύματος.	49
4.9	CE_c^1 για τον συζεύκτη SRGC 2-επιπέδων για TE, TM πόλωση σαν συνάρτηση του αριθμού περιόδων φράγματος (L_g/Λ)	50
4.10	Branching ratio (BR^1) για τον συζεύκτη SRGC 2-επιπέδων για TE, TM πόλωση σαν συνάρτηση του αριθμού περιόδων φράγματος (L_g/Λ) .	51
4.11	Ηλεκτρικό πεδίο για συζεύκτη 10 περιόδων SRGC 2-επιπέδων σε κατάσταση ισορροπίας, TE πόλωση.	53
5.1	Γεωμετρία κυματοδηγού περιθλαστικού φράγματος προτιμητέας τάξης και του πλήρους υπολογιστικού χωρίου (πραγματικού+CPML) που χρησιμοποιείται στην FDTD ανάλυση.	58
5.2	Τύποι κυματοδηγών συζευκτών εισόδου περιθλαστικών φραγμάτων προτιμητέας τάξης: (a) VHGC, (b) SPSRGC, (c) DCSRGC, (d) RSSRGC.	59
5.3	Προσαρμογή Φάσης για την Πρώτη Περιθλαστική Τάξη: (a) VHGC, SSRGC, (b) DCSRGC, RSSRGC	62
5.4	TE πόλωση: Απόδοση σύζευξης, CE_c^1 , για όλους τους συζεύκτες, στην περιοχή cover, σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων περιθλαστικού φράγματος.	63
5.5	TM πόλωση: Απόδοση σύζευξης, CE_c^1 , για όλους τους συζεύκτες, στην περιοχή cover, σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων περιθλαστικού φράγματος.	64
5.6	TE πόλωση: Κατευθυντικότητα BR^1 , σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων περιθλαστικού φράγματος.	65
5.7	TM πόλωση: Κατευθυντικότητα BR^1 , σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων περιθλαστικού φράγματος.	66
5.8	TE πόλωση: Κατευθυντικότητα BR , σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων περιθλαστικού φράγματος.	66

5.9	TM πόλωση: Κατευθυντικότητα BR , σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων περιθλαστικού φράγματος.	67
5.10	TE πόλωση: Απόδοση σύζευξης πρώτης τάξης, CE_c^1 , του VHGC συζεύκτη, σαν συνάρτηση της γωνίας κλίσης ϕ του ολογραφικού φράγματος.	68
5.11	TE πόλωση: Απόδοση σύζευξης πρώτης τάξης, CE_c^1 , του SSRGC συζεύκτη, σαν συνάρτηση της γωνίας κλίσης ϕ' του κεκλιμένου φράγματος επιφανειακής διαμόρφωσης.	69
5.12	TE πόλωση: Απόδοση σύζευξης πρώτης τάξης, CE_c^1 , του DCSRGC συζεύκτη, σαν συνάρτηση της μετατόπισης 's' μεταξύ των δύο περιθλαστικών φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης του συζεύκτη ...	70
5.13	TE πόλωση: Απόδοση σύζευξης πρώτης τάξης, CE_c^1 , του DCSRGC συζεύκτη, σαν συνάρτηση της μετατόπισης 's' μεταξύ των δύο περιθλαστικών φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης του συζεύκτη ...	70
5.14	Απόδοση σύζευξης πρώτης τάξης, CE_c^1 , του RSSRGC συζεύκτη, σαν συνάρτηση του μήκους, d_b του buffer	71
5.15	TE πόλωση: Απόδοση σύζευξης πρώτης τάξης, CE_c^1 , για όλους τους συζεύκτες, σαν συνάρτηση της μήκους κύματος λ_0 της διέγερσης μεταξύ των δύο περιθλαστικών φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης του συζεύκτη.	72
5.16	TM πόλωση: Απόδοση σύζευξης πρώτης τάξης, CE_c^1 , για όλους τους συζεύκτες, σαν συνάρτηση της μήκους κύματος λ_0 της διέγερσης μεταξύ των δύο περιθλαστικών φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης του συζεύκτη.	73
5.17	Συγκριτικός χαρακτηριστικών συζευκτών εξόδου για TE πόλωση	76
6.1	Γεωμετρία κυματοδηγού εισόδου περιθλαστικού φράγματος προτιμητέας τάξης και του πλήρους υπολογιστικού χωρίου (πραγματικού+CPML) που χρησιμοποιείται στην FDTD ανάλυση.	79
6.2	Μορφή γκαουσιανής προσπίπτουσας δέσμης εύρους W	80
6.3	Τύποι κυματοδηγών συζευκτών εισόδου περιθλαστικών φραγμάτων προτιμητέας τάξης: (a) VHGC, (b) SPSRGC, (c) DCSRGC, (d) RSSRGC.	82
6.4	Πεδίο (ηλεκτρικό:TE πόλωση, ή μαγνητικό: TM πόλωση), σε κατάσταση ισορροπίας για μήκος περιθλαστικού φράγματος $L_g = 20\Lambda_y$ και για (α') VHGC (TE πόλωση), (β') VHGC (TM πόλωση).	84
6.5	Ηλεκτρικό πεδίο (TE πόλωση), σε κατάσταση ισορροπίας για μήκος περιθλαστικού φράγματος $L_g = 20\Lambda_y$ και για SSRGC	86
6.6	Ηλεκτρικό πεδίο (TE πόλωση), σε κατάσταση ισορροπίας για μήκος περιθλαστικού φράγματος $L_g = 20\Lambda_y$ και για DCSRGC	87
6.7	Ηλεκτρικό πεδίο (TE πόλωση), σε κατάσταση ισορροπίας για μήκος περιθλαστικού φράγματος $L_g = 20\Lambda_y$ και για RSSRGC	88
7.1	Τεχνική TF-SF και GVADE αλγόριθμος.	97
7.2	Εισαγωγή διέγερσης (χωρικό σολιτόνιο) στον GVADE αλγόριθμο, χωρίς την TFSF τεχνική.	97
7.3	Απόδοση CPML με μη γραμμικότητα, υλοποίηση με τον GVADE αλγόριθμο.	98

7.4	Προσομοίωση GVADE με CPML, TFSF. H_z πεδίο, χωρικού σολιτονίου με $\{E_x, E_y, H_z\}$ συνιστώσες, σε υλικό με γραμμική διασπορά Lorentz, μη-γραμμικότητα Kerr, μη γραμμικότητα Raman. Ευσταθής διάδοση.	99
7.5	Προσομοίωση GVADE με CPML, TFSF. H_z πεδίο, χωρικού σολιτονίου με $\{E_x, E_y, H_z\}$ συνιστώσες, σε υλικό με γραμμική διασπορά Lorentz, μη-γραμμικότητα Kerr και μη γραμμικότητα Raman. Διάδοση με περιοδική συμπύκνωση-αραίωση.	100
7.6	Γεωμετρία γραμμικού μοντέλου Kronig-Penney με περίοδο $T = L + NL$ όπου L, NL το μήκος γραμμικής, μη-γραμμικής περιοχής αντίστοιχα.	101
7.7	Ηλεκτρικό πεδίο E_z μη γραμμικής-FDTD σε μη-γραμμική διάταξη γεωμετρίας Kronig-Penney με περίοδο $T = L + NL$ όπου $L = 4\mu m$, $NL = 2\mu m$ το μήκος γραμμικής, μη-γραμμικής περιοχής αντίστοιχα. Ο γραμμικός δείκτης διάθλασης της γραμμικής και μη γραμμικής περιοχής είναι $n_{L,0} = 4$, $n_{NL,0} = 2.46$ αντίστοιχα (non-paraxial όριο). .	102
7.8	Αναλυτική λύση $E_z(x)$ εγκάρσιου προφίλ ρυθμού σε μη-γραμμική διάταξη κυματοδότησης (διάδοσή κατά y) γεωμετρίας Kronig-Penney με περίοδο $T = L + NL$ όπου $L = 4\mu m$, $NL = 2\mu m$ το μήκος γραμμικής, μη-γραμμικής περιοχής αντίστοιχα.	102
A'.1	Διάγραμμα για την ανάλυση δομής περιθλαστικού συζεύκτη με τυχαίο αριθμό στρωμάτων και φράγματων.	106
B'.1	Γεωμετρία Πολυστρωματικού Κυματοδηγού.	109
Γ'.1	Πολυστρωματικός κυματοδηγός αποτελούμενος από N στρώματα, πάχους t_i , και δείκτη διάθλασης n_i , $i = 1, 2, \dots, N$, τα οποία βρίσκονται μεταξύ δύο ημιάπειρων μέσων (substrate, cover, με δείκτη διάθλασης n_s, n_c , αντίστοιχα)	113
Δ'.1	Διάγραμμα για τον σχεδιασμό VHGC με φράγμα στην περιοχή cover για γωνία εξόδου θ_c	117

Κατάλογος Πινάκων

3.1	Εμπρόσθια απόδοση περίθλασης $DE_{\pm 1}^f$ για περιθλασικό φράγμα επιφανειακής διαμόρφωσης 8-επιπέδων (TE Πόλωση)	34
3.2	Εμπρόσθια απόδοση περίθλασης $DE_{\pm 1}^f$ για περιθλασικό φράγμα επιφανειακής διαμόρφωσης 8-επιπέδων (TM Πόλωση)	35
4.1	Απόδοση ολογραφικού συζεύκτη και σύγκριση διαφόρων αριθμητικών μεθόδων	46
4.2	Απόδοση συζεύκτη επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων και σύγκριση διαφόρων αριθμητικών μεθόδων	51
6.1	Απόδοση επιφανειακών συζευκτών εισόδου προτιμητέας τάξης	88

Αφιερώνεται στην οικογένεια μου, στους φίλους μου, στους καθηγητές και συνεργάτες μου

*Αριστείδης Παπαδόπουλος
Αθήνα, Δεκέμβριος 2009*

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Το βασικό αντικείμενο της διατριβής είναι η μελέτη περιθλαστικών συζευκτών με την μέθοδο πεπερασμένων διαφορών στο πεδίο του χρόνου (Finite-Difference Time Domain: FDTD).

Η FDTD αναπτύσσεται με τον φορμαλισμό του ολικού-σχεδάζομενου πεδίου (TF-SF) και με απορροφητικά στρώματα (PML: Perfect Matching Layers). Επιπλέον στο ίδιο πλαίσιο αναπτύσσεται και η FDTD χωρικά ανώτερης τάξης (HO-FDTD), και εφαρμόζονται τεχνικές βελτίωσης (ομαλοποίηση επιτρεπτότητας) της ακρίβειας για την HO-FDTD αλλά και για την FDTD.

Το πρόβλημα σχέδασης ολογραφικών αλλά και επιφανειακής διαμόρφωσης περιθλαστικών φράγματων πεπερασμένου μήκους με πεπερασμένη προσπίπτουσα δέσμη επιλύεται με την FDTD και HO-FDTD και τα αποτελέσματα συγκρίνονται με την FDFD (Finite-Difference Frequency Domain) για τα ολογραφικά φράγματα και με την BEM (Boundary Element Method) για τα φράγματα επιφανειακής διαμόρφωσης. Επίσης τα FDTD αποτελέσματα συγκρίνονται με την αυστηρή μέθοδο των συζευγμένων κυμάτων (Rigorous Coupled Wave Analysis: RCWA) στο όριο που το μήκος του φράγματος και το πλάτος της δέσμης αυξάνουν.

Με χρήση των παραπάνω FDTD μεθόδων αναλύονται ως προς την απόδοση και την κατευθυντικότητα ολογραφικοί και επιφανειακής διαμόρφωσης περιθλαστικοί συζεύκτες εξόδου, και τα αποτελέσματα συγκρίνονται με την αυστηρή μέθοδο των συζευγμένων κυμάτων (RCWA) σε συνδυασμό με την προσέγγιση του διαρρέοντος ρυθμού (Leaky Mode: LM). Παρατηρείται βελτίωση των FDTD αποτελεσμάτων με χρήση τεχνικών ομαλοποίησης της επιτρεπτότητας.

Η FDTD με ομαλοποίηση της επιτρεπτότητας χρησιμοποιείται και για την μελέτη περιθλαστικών συζευκτών εξόδου και εισόδου προτιμητέας τάξης. Ειδικότερα μελετούνται ολογραφικός περιθλαστικός συζεύκτης (Volume Holographic Grating Coupler: VHGC), κεκλιμένος περιθλαστικός συζεύκτης επιφανειακής διαμόρφωσης (Slanted Surface Relief Grating Coupler: SSRGC), περιθλαστικός συζεύκτης επιφανειακής διαμόρφωσης διπλής χάραξης (Double Corrugated Surface Relief Grating Coupler: DC-SRGC) και περιθλαστικού συζεύκτη με ανακλαστήρα (Reflecting Stack Surface Relief Grating Coupler: RSSRGC).

Τέλος η FDTD γενικεύεται για μη γραμμικά υλικά και υλικά με διασπορά με βάση τον GVADE: General Vector Auxiliary Differential Equation Method στα πλαίσια του TF-SF φορμαλισμού με προσθήκη απορροφητικών στρωμάτων CPML: Convolutional Perfect Matching Layers). Ο νέος αλγόριθμος χρησιμοποιείται σε διάφορα παραδείγματα διάδοσης σολιτονίων.

ABSTRACT

The main topic of this Thesis is the analysis of diffractive optical couplers by use of the Finite-Difference Time Domain Method (FDTD).

The FDTD method is developed using the total-field scattered-field formalism (TF-SF) in conjunction with perfect matching absorbing layers (PML). In the same framework the spatially higher order FDTD (HO-FDTD) is developed and techniques (permittivity smoothing) for improving the accuracy of the FDTD and HO-FDTD are applied.

The scattering problem of holographic and surface-relief gratings of finite length with finite-width incident beams is solved using the FDTD and HO-FDTD methods and the results are compared with the FDFD (Finite-Difference Frequency Domain Method) for the holographic gratings, and with the BEM (Boundary Element Method) for the surface relief gratings. In addition the FDTD results are compared with the RCWA (Rigorous Coupled Wave Analysis) method in the limit that the grating length and the beam width increases.

Using the above FDTD methods holographic and surface-relief grating output couplers are analyzed with respect to their performance and directivity and the results are compared with the RCWA/LM (Rigorous Coupled Wave Analysis/Leaky-Mode) method. Improved accuracy in the FDTD results is observed using the permittivity smoothing methods.

The FDTD method with permittivity smoothing is also used for the study of input and output preferential grating couplers. In particular the volume holographic grating coupler: VHGC, the slanted surface relief grating coupler: SSRGC, the double corrugated surface relief grating coupler: DCSRGC and the reflecting stack surface relief grating coupler: RSSRGC are analyzed.

Finally the FDTD method is generalized for nonlinear materials with dispersion, based on the GVADE (General Vector Auxiliary Differential Equation) algorithm in conjunction with the TF-SF technique and the CPML (Convolutional Perfect Matching Layers). Several test cases for soliton propagation of the new algorithm propagation are presented.

Κατάλογος Συντμήσεων

BEM: Boundary Element Method (Μέθοδος Στοιχείων Επιφανείας)

BR: Branching Ratio (Κατευθυντικότητα)

CE: Coupling Efficiency (Απόδοση Σύζευξης)

CPML: Convolutional Perfect Matching Layer (Τέλεια Προσαρμοστικό Στρώμα Συνέλιξης)

DCSRGC: Double Corrugated Surface Relief Grating Coupler (Περιθλαστικός Συζεύκτης Διπλής Επιφανειακής Διαμόρφωσης)

DOE: Diffractive Optical Elements (Περιθλαστικά Οπτικά Στοιχεία)

E.K.P.A. : Εθνικό Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών

E.M.P. : Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο

FDFD: Finite Difference Frequency Domain (Πεπερασμένες Διαφορές στο Πεδίο των Συχνοτήτων)

FDTD: Finite Difference Time Domain (Πεπερασμένες Διαφορές στο Πεδίο του Χρόνου)

FNP: Finite Number of Periods (Πεπερασμένος Αριθμός Περιόδων)

GVADE: General Vector Auxiliary Differential Equation (Γενική Διανυσματική Βοηθητική Διαφορική Εξίσωση)

HO-FDTD: Higher-Order FDTD (FDTD Ανώτερης Τάξης)

INP: Infinite Number of Periods (Άπειρος Αριθμός Περιόδων)

ITU: International Telecommunication Union (Διεθνής Ένωση Τηλεπικοινωνιών)

NLS: Nonlinear Schrödinger Equation (Μη Γραμμική Εξίσωση Schrödinger)

RCWA: Rigorous Coupled Wave Analysis (Αυστηρή Ανάλυση Συζευγμένων Ρυθμών)

RCWA/LM: Rigorous Coupled Wave Analysis/Leaky Mode (Αυστηρή Ανάλυση Συζευγμένων Ρυθμών/Διαρρέοντος Ρυθμού)

RSSRGC: Reflecting Stack Surface Relief Grating Coupler (Περιθλαστικός Συζεύκτης της Επιφανειακής Διαμόρφωσης Ανακλαστικού Στρώματος)

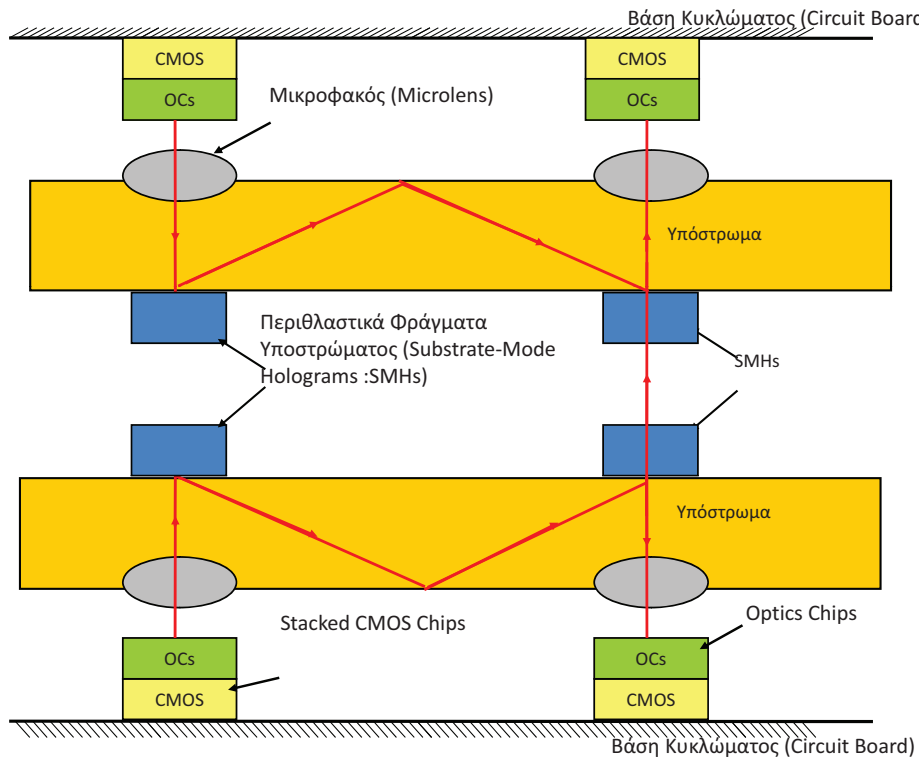
- SMH:** Substrate-Mode Holograms (Ολογράμματα Ρυθμού Υποστρώματος)
- SRGC:** Surface Relief Grating Coupler (Περιθλαστικός Συζεύκτης Διαμόρφωσης Επιφανείας)
- SSRGC:** Slanted Surface Relief Grating Coupler (Κεκλιμένος Περιθλαστικός Συζεύκτης Διαμόρφωσης Επιφανείας)
- TE:** Transverse Electric (Ηλεκτρικά Εγκάρσια)
- TM:** Transverse Magnetic (Μαγνητικά Εγκάρσια)
- TF-SF:** Total Field-Scattered Field (Ολικό Πεδίο-Σκεδαζόμενο Πεδίο)
- UPML:** Uniaxial Perfect Matching Layer (Ανισοτροπικό Τέλεια Προσαρμοστικό Στρώμα)
- VHGC:** Volume Holographic Grating Coupler (Ολογραφικός Περιθλαστικός Συζεύκτης Όγκου)
- WDM:** Wavelength-Division-Multiplexing (Πολυπλεξία Μήκους Κύματος)

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

Είναι γνωστό ότι η βελτίωση στον σχεδιασμό κυκλωμάτων, οι εξελίξεις στην επιστήμη υλικών και της τεχνολογίας κατασκευής (fabrication) διατάξεων μικροηλεκτρονικής, έχουν οδηγήσει στη ραγδαία μείωση των διαστάσεων των ολοκληρωμένων κυκλωμάτων στο ηλεκτρονικά chips και σε αύξηση της συχνότητας λειτουργίας (Moore's Law). Όταν όμως ο αριθμός των στοιχείων (transistors) σε ένα chip αυξάνει οι διασυνδέσεις τους παίζουν όλο και πιο σημαντικό ρόλο στην απόδοση του. Οι συνήθεις ηλεκτρικές διασυνδέσεις που χρησιμοποιούνται παρουσιάζουν πολλά προβλήματα καθώς η συχνότητα λειτουργίας και ο αριθμός των τρανζιστορς αυξάνει. Αναφορικά παρουσιάζονται φαινόμενα αυξημένου χρόνου απόκρισης (latency), χρονικής καθυστέρησης (time delay), ηλεκτρομαγνητικής παρεμβολής (crosstalk), αύξησης κατανάλωσης ισχύος, τερματισμός προσαρμογής (impedance matching), θερμοκρασιακής εξάρτησης. Οι οπτικές διασυνδέσεις έχουν ισχυρά πλεονεκτήματα σχετικά με τις ηλεκτρικές ως προς τα παραπάνω προβλήματα. Η διάδοση του φωτός εξαρτάται κυρίως από τον δείκτη διάθλασης και όχι από τις διαστάσεις των γραμμών μετάδοσης και έτσι ουσιαστικά το φαινόμενο latency δεν επηρεάζει τις διατάξεις. Το crosstalk δεν υφίσταται διότι πρακτικά (σε σχέση με τα ηλεκτρόνια) τα φωτόνια δεν αλληλεπιδρούν μεταξύ τους. Το φως στις οπτικές διασυνδέσεις διαδίδεται σε διηλεκτρικά μέσα σχεδόν μηδενικής αγωγιμότητας και έτσι το πρόβλημα κατανάλωσης ισχύος δεν υπάρχει. Επίσης η μικρή εξάρτηση του δείκτη διάθλασης από την θερμοκρασία παρέχει σταθερή διάδοση για μεγάλο φάσμα θερμοκρασιών. Το μειονέκτημα των οπτικών διασυνδέσεων ήταν οι μεγάλες διαστάσεις τους, όμως η μεγάλη εξέλιξη στον τομέα της νανοκατασκευής (nanofabrication) έχει ανοίξει τον δρόμο για κατασκευή οπτικών διασυνδέσεων σε πολύ μικρότερη κλίμακα. Με βάση τον τρόπο διάδοσης, οι οπτικές διασυνδέσεις χωρίζονται σε ελεύθερου χώρου (free space) και κυματοδηγής (guided-wave) οπτικές διασυνδέσεις. Οι οπτικές διασυνδέσεις ελεύθερου χώρου, χρησιμοποιούν περιθλαστικά οπτικά στοιχεία (Diffractive Optical Elements: DOEs) ή και μικροφακούς (microlenses) για να οδηγηθεί ένα οπτικό σήμα στον ελεύθερο χώρο ή σε κάποιο μέσο. Η γενική μορφή free space οπτικών διασυνδέσεων που υλοποιούνται με ολογραφικά φράγματα ρυθμού υποστρώματος (substrate-mode holograms: SMH) φαίνεται στο Σχ. 1.1, όπου τα SMH χρησιμοποιούνται για σύζευξη οπτικών σημάτων μέσα-έξω από το υπόστρωμα ώστε να υλοποιούνται διάφορες συναρτήσεις διασύνδεσης (chip-chip connection, bidirectional connection, fan-in, fan-out).

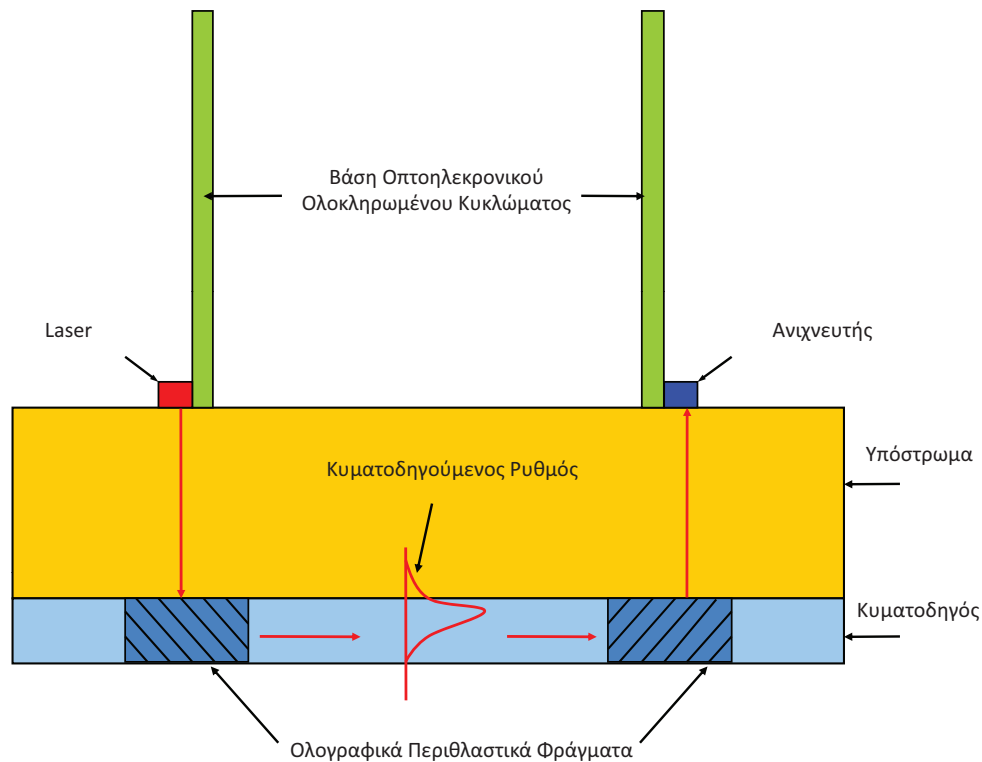
Ένα σημαντικό μειονέκτημα των free-space οπτικών διασυνδέσεων είναι η ευαισθησία στη θέση των SMH. Έτσι πιο δημοφιλής είναι οι guided-wave οπτικές διασυνδέσεις όπου το οπτικό σήμα διαδίδεται σε κυματοδηγό και η απόδοση τους δεν είναι τόσο



Σχήμα 1.1: Γενική μορφή οπτικής διασύνδεσης ελεύθερου χώρου. Τα substrate-mode holograms (SMHs) σχεδιάζονται ώστε να υπάρχει σύζευξη της προσπίπτουσας δέσμης μέσα και έξω από το υπόστρωμα (substrate), και το σήμα διαδίδεται με ολική ανάκλαση στο υπόστρωμα (substrate). Οι μικροφακοί χρησιμοποιούνται για εστίαση και παραλληλισμό της δέσμης.

ευαίσθητη στη θέση των DOEs. Μια τέτοια διάταξη φαίνεται στο Σχ. 1.2. Σ' αυτό το σύστημα το οπτικό σήμα που προέρχεται από το laser συζευγνύεται στον κυματοδηγό με την χρήση συζεύκτη περιθλαστικού φράγματος (στο σχήμα ολογραφικού, μπορεί να ήταν και επιφανείας διαμόρφωσης) εισόδου (input grating coupler), και ύστερα οδηγείται στον συζεύκτη περιθλαστικού φράγματος (στο σχήμα ολογραφικού, μπορεί να ήταν και επιφανείας διαμόρφωσης) εξόδου (output grating coupler) όπου το σήμα περιθλάται προς τον ανιχνευτή.

Και για τα 2 είδη οπτικών διασυνδέσεων, η χρήση DOEs είναι σημαντική τεχνολογία για την ανάπτυξη οπτικών διασυνδέσεων για ολοκλήρωση. Τα DOEs μπορεί να είναι περιθλαστικοί καθρέπτες (diffractive mirrors), diffractive lenses (περιθλαστικοί φακοί), περιθλαστικά φράγματα επιφανειακής διαμόρφωσης (surface relief gratings) ή ολογραφικά περιθλαστικά φράγματα (volume holographic gratings). Τα DOEs λόγω του τρόπου κατασκευής τους έχουν δομή με διανεμημένα χαρακτηριστικά, γεγονός που διευκολύνει τον έλεγχο της συμπεριφοράς τους σε μικρότερες διαστάσεις και παράλληλα υπάρχει σχετική ανοχή της συμπεριφοράς σε κατασκευαστικές ατέλειες, και άρα συμβάλουν σημαντικά στην ολοκλήρωση των οπτικών διασυνδέσεων. Ειδικότερα σ' αυτήν την εργασία μελετούμε ολογραφικά και επιφανειακής διαμόρφωσης περιθλαστικά φράγματα που είναι βασικά στοιχεία των οπτικών διασυνδέσεων λόγω της φασματικής επιλεκτικότητάς τους και της δυνατότητας ρύθμισης της λειτουργίας τους μέσω της περιόδου τους, ιδιότητες με τις οποίες πραγματοποιείται σύζευξη σε προκαθορισμένες διευθύνσεις και έτσι παρέχονται ισχυρές και cross-talk free οπτικές διασυνδέσεις. Στην πράξη τα περιθλαστικά φράγματα είναι πεπερασμένου μήκους και φωτίζονται από δέσμες πεπερασμένου χωρικού εύρους, σε αντίθεση με τις συν-



Σχήμα 1.2: Γενική μορφή οπτικής διασύνδεσης κυματοδότησης. Οι ολογραφικοί (μπορεί να ήταν και διαμόρφωσης επιφανείας) περιθλαστικοί συζεύκτες σχεδιάζονται για σύζευξη της προσπίπτουσας δέσμης μέσα και έξω από τον κυματοδηγό .

ηθισμένες υποθέσεις για την μελέτη τους όπου τόσο το μήκος του φράγματος όσο και η προσπίπτουσα δέσμη θεωρούνται άπειρες. Έτσι σ' αυτήν την εργασία για την μελέτη των περιθλαστικών διατάξεων χρησιμοποιείται η μέθοδος των πεπερασμένων διαφορών στο πεδίο του χρόνου (Finite-Difference-Time-Domain: FDTD) η οποία είναι ακριβής, επιλύει τις Εξ. Maxwell στο πεδίο του χρόνου, με τις πραγματικές συνθήκες και χωρίς προσεγγίσεις για την υπό μελέτη δομή. Συνοπτικά στο Κεφ. 2 περιγράφονται οι βασικές FDTD τεχνικές που χρησιμοποιούνται σ' αυτήν την μελέτη. Στο Κεφ.3 παρουσιάζεται η FDTD ανάλυση ολογραφικών και επιφανειακής διαμόρφωσης περιθλαστικών φραγμάτων πεπερασμένης περιόδου και γίνεται σύγκριση με άλλες μεθόδους όπως των πεπερασμένων διαφορών στο πεδίο του χρόνου, για τα ολογραφικά φράγματα, και την μέθοδο των στοιχείων επιφανείας για τα φράγματα επιφανειακής διαμόρφωσης. Επίσης γίνεται και σύγκριση της FDTD μεθόδου με την αυστηρή ανάλυση συζευγμένων κυμάτων (Rigorous Coupled Wave Analysis: RCWA) καθώς ο αριθμός των περιόδων φράγματος αυξάνει, για την περίπτωση ολογραφικών και επιφανειακής διαμόρφωσης φραγμάτων. Στο Κεφ. 4 παρουσιάζεται η FDTD ανάλυση περιθλαστικών ολογραφικών και επιφανειακής διαμόρφωσης συζευκτών εξόδου κυματοδότησης. Τα αποτελέσματα συγκρίνονται με την RCWA μέθοδο σε συνδυασμό με την προσέγγιση διαρρέοντος ρυθμού Leaky Mode. Επίσης εφαρμόζονται ειδικές τεχνικές ελάττωσης των αριθμητικών σφαλμάτων της FDTD και επιπλέον εφαρμόζεται και η FDTD ανώτερης τάξης με ανάλογες τεχνικές βελτίωσης. Στο Κεφ. 5 η FDTD σε συνδυασμό με τον TF-SF φορμαλισμό, CPML απορροφητικά στρώματα και με τεχνικές βελτίωσης της ακρίβειας της χρησιμοποιείται για την ανάλυση συζευκτών εξόδου προτιμητέας τάξης. Θεωρούνται 4 είδη συζευκτών, ολογραφικός περιθλαστικός συζεύκτης (Volume Holographic Grating Coupler: VHGC), κεκλιμένος περιθλαστικός συζεύκ-

της επιφανειακής διαμόρφωσης (Slanted Surface Relief Grating Coupler: SSRGC), περιθλαστικός συζεύκτης επιφανειακής διαμόρφωσης διπλής χάραξης (Double Corrugated Surface Relief Grating Coupler: DCSRGC) και (Reflecting Stack Surface Relief Grating Coupler: RSSRGC) και συγκρίνονται μεταξύ τους ως προς την απόδοση και την κατευθυντικότητα τους. Επιπλέον μελετάται η ευαισθησία τους στην μεταβολή των βασικών σχεδιαστικών παραμέτρων τους και στην μεταβολή του μήκους κύματος και τα FDTD αποτελέσματα για κάθε περίπτωση συγκρίνονται με την RCWA/LM:Rigorous Coupled Wave Analysis/Leaky Mode. Στο Κεφ. 6 αναλύονται τα περιθλαστικά φράγματα του Κεφ. 5 με τα ίδια σχεδιαστικά χαρακτηριστικά αλλά σε λειτουργία συζευκτών εισόδου, δηλαδή υπολογίζεται η απόδοση τους ως προς την σύζευξη προσπίπτουσας γκαουσιανής δέσμης με τους ρυθμούς κυματοδήγησης και συγκρίνονται μεταξύ τους. Στο Κεφ. 7 παρουσιάζεται ο GVADE: General Vector Auxiliary Differential Equation αλγόριθμος για υλικά με μη-γραμμικότητα και διασπορά, σε συνδυασμό με CPML απορροφητικά στρώματα και τον TF-SF φορμαλισμό. Ο νέος αλγόριθμος χρησιμοποιείται σε διάφορα παραδείγματα διάδοσης σολιτονίων. Στο παράρτημα Α' παρουσιάζεται ο υπολογισμός της απόδοσης σύζευξης και της κατευθυντικότητας των συζευκτών σύμφωνα με την RCWA/LM μέθοδο. Στο παράρτημα Β' παρουσιάζεται η μέθοδος πίνακα μεταφοράς με την οποία υπολογίζονται οι ρυθμοί κυματοδήγησης για κυματοδηγούς διηλεκτρικής στοίβας και αλληλεπιδρούν με τα περιθλαστικά φράγματα. Στο παράρτημα Γ' παρουσιάζεται η μέθοδος προβολής της ισχύος στους υποστηριζόμενους ρυθμού κυματοδήγησης που χρησιμεύει στην μελέτη της απόδοσης των συζευκτών εισόδου του Κεφ. 6. Τέλος στο παράρτημα Δ' παρουσιάζεται οι εξαγωγή των σχεδιαστικών παραμέτρων (γωνία κλίσης περιθλαστικού φράγματος και περίοδος) για VHGC συζεύκτη ώστε να επιτυγχάνεται επιθυμητή γωνία σύζευξης εισόδου-εξόδου. Όμοια γίνεται και ο σχεδιασμός για τους συζεύκτες επιφανειακής διαμόρφωσης.

Κεφάλαιο 2

Επίλυση Εξισώσεων Maxwell με Πεπερασμένες Διαφορές στο Πεδίο του Χρόνου (FDTD)

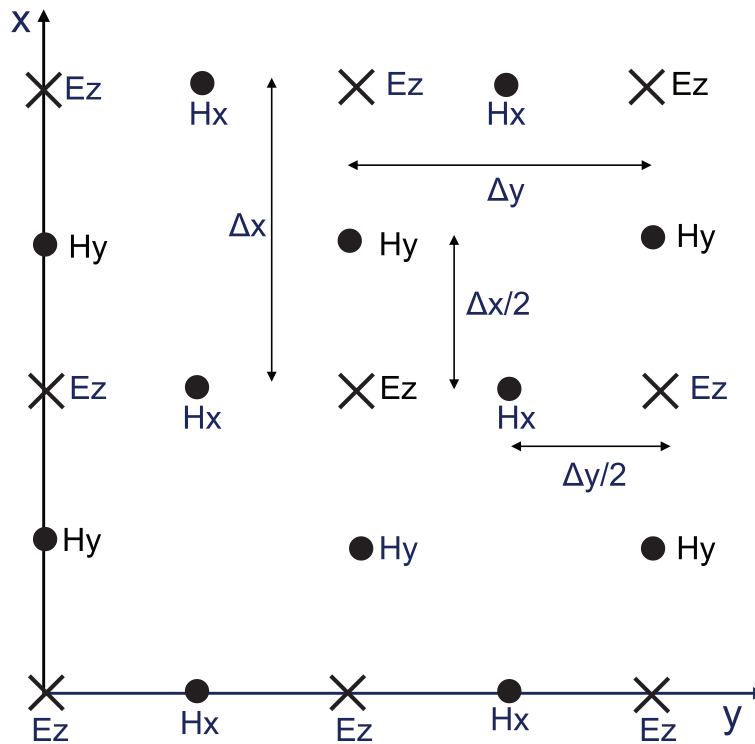
Η μέθοδος των πεπερασμένων διαφορών στο πεδίο του χρόνου (Finite Difference Time Domain: FDTD) είναι από τις πιο δημοφιλείς μεθόδους στον υπολογιστικό ηλεκτρομαγνητισμό. Οφείλει την ευρύτητα της αποδοχής της στο ότι είναι σχετικά απλή στην υλοποίησή της, και ακριβής. Επίσης οι αριθμητικές ιδιότητες της μεθόδου, τα σφάλματα και η ευστάθεια της είναι καλά μελετημένες. Η FDTD επιλύει τις δυναμικές εξισώσεις Maxwell (εξ. Ampere, Faraday), σε 3D γεωμετρίες, προσεγγίζοντας τις χωρικές και χρονικές παραγώγους με κεντρικές πεπερασμένες διαφορές, παρέχοντας τα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία στον χώρο και τον χρόνο. Τα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία ορίζονται σε διαφορετικά σημεία στον χώρο και στον χρόνο (staggered in space-time), γεγονός που διευκολύνει την επιβολή οριακών συνθηκών και τον ορισμό των φυσικών ιδιοτήτων των υπό μελέτη δομών. Με την FDTD ο ορισμός της υπό μελέτη δομής ανάγεται σε πρόβλημα γένεσης πλέγματος, εν αντιθέσει με άλλες μεθόδους που απαιτούν πολύπλοκες ολοκληρωτικές εκφράσεις ή τον υπολογισμό συναρτήσεων Green εξαρτώμενες από την υπό μελέτη δομή. Η FDTD είναι τεχνική που δουλεύει στο πεδίο του χρόνου, άρα μία FDTD προσομοίωση παρέχει την απόκριση του συστήματος σε πολυφασματική διέγερση. Επίσης το staggering των πεδίων σε συνδυασμό με τις κεντρικές πεπερασμένες διαφορές, επιβάλουν έμμεσα και τους δύο νόμους Gauss. Κάθε χρονική στιγμή παρέχονται άμεσα (explicit scheme) τα πεδία, χρησιμοποιώντας γνώση των πεδίων μόνο την προηγούμενη χρονική στιγμή, και χωρίς την ανάγκη επίλυσης γραμμικών συστημάτων, μια διαδικασία που μπορεί να είναι εξαιρετικά χρονοβόρα, και συμβαίνει σε άλλες μεθόδους του υπολογιστικού ηλεκτρομαγνητισμού όπως στην μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων (finite element method) ή της μεθόδου στοιχείων επιφανείας (boundary element method). Επίσης η χρονική ανανέωση των πεδίων γίνεται χωρίς απώλειες, δηλαδή το κύμα που διαδίδεται στο πλέγμα δεν φθίνει τεχνητά λόγω της αριθμητικής χρονικής ανανέωσης. Παρακάτω παρουσιάζεται η FDTD μέθοδος για 2D προβλήματα που είναι το αντικείμενο μελέτης των Κεφ. 2, 3. Ο φορμαλισμός που αναπτύσσεται περιλαμβάνει τα απορροφητικά στρώματα (PML: Perfect Matching Layers) και ειδικότερα τις πιο νέες υλοποιήσεις τους, τα UPML (Uniaxial-Perfect-Matching-Layers)[29] και CPML (Convolutional-Perfect-Matching Layers)[90]. Τα PML απορροφούν σχεδόν τέλεια τα εισερχόμενα προς αυτά κύματα, χωρίς ανακλάσεις, και έτσι είναι δυνατόν η προσομοίωση ανοιχτού χώρου, γεγονός απαραίτητο για την

μελέτη των περιθλαστικών οπτικών διατάξεων όπως αυτών που θα μελετηθούν σε αυτή τη διατριβή.

Μια ενδιαφέρουσα εναλλακτική αριθμητική τεχνική που θα μπορούσε να εφαρμοστεί στα προβλήματα αυτής της διατριβής, και να συγκριθεί με την FDTD, είναι η μέθοδος των πεπερασμένων διαφορών στο πεδίο της συχνότητας (FDFD) υλοποιημένη στο staggered πλέγμα της FDTD (Yee) [1] με όλα τα πλεονεκτήματα που έχουν προαναφερθεί. Όμως είναι έμμεση (implicit) μέθοδος και απαιτεί επίλυση μεγάλων γραμμικών συστημάτων, και έτσι ενδέχεται να παρουσιάζει υψηλότερους χρόνους προσομοίωσης σε σχέση με την FDTD. Επίσης εφαρμόζεται σε προβλήματα μονοχρωματικής διέγερσης, και δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί στην μελέτη των περιθλαστικών διατάξεων αυτής της εργασίας με πολυφασματική διέγερση, γεγονός εφικτό από την πλευρά της FDTD μεθόδου.

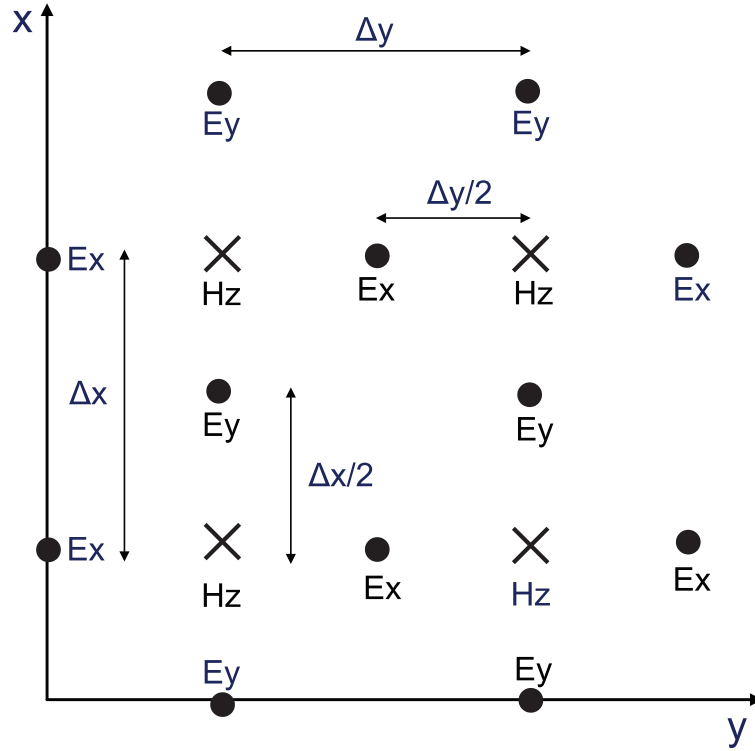
2.1 Η FDTD Μέθοδος

Η διδιάστατη (2D) FDTD μέθοδος επιλύει τις εξισώσεις Maxwell θεωρώντας ότι τα πεδία ορίζονται σε ορθογώνιο πλέγμα μεγέθους $\Delta x \times \Delta y$ έτσι ώστε τα μαγνητικά και ηλεκτρικά πεδία είναι μετατοπισμένα στον χώρο κατά $\Delta x/2$, $\Delta y/2$ στις x , y διευθύνσεις αντίστοιχα, και κατά $\Delta t/2$ στον χρόνο. Στα Σχ. 2.1, 2.2 φαίνεται η διάταξη των



Σχήμα 2.1: 2D FDTD πλέγμα, TE πόλωση (για διάδοση κατά y).

ηλεκτρικών και μαγνητικών κόμβων για τη TE (E_z , H_x , H_y) και TM (H_z , E_x , E_y) πόλωση. Σύμφωνα με την παραπάνω τοποθέτηση των πεδίων στον χώρο και τον χρόνο, οι εξισώσεις Maxwell λύνονται προσεγγίζοντας τις χωρικές και χρονικές παραγώγους με πεπερασμένες διαφορές δευτέρας τάξης. Αυτός είναι ο αλγόριθμος του Yee, που αποτελεί την κλασική μορφή της FDTD. Βασική πηγή σφαλμάτων της FDTD είναι η αριθμητική διασπορά (numerical dispersion) δηλαδή το γεγονός η σχέση διασποράς που ακολουθεί κύμα που διαδίδεται στο πλέγμα της FDTD δεν είναι η θεωρητική σχέση



Σχήμα 2.2: 2D FDTD πλέγμα, TM πόλωση (για διάδοση κατά y).

διασποράς. Παρόλα αυτά εάν οι χωρικές παράγωγοι προσεγγιστούν με πεπερασμένες διαφορές ανώτερης τάξης τότε δημιουργείται η χωρικά ανώτερης τάξης FDTD η οποία αποδεικνύεται ότι συμπεριφέρεται καλύτερα από την κλασική FDTD ως προς numerical dispersion σφάλματα [102], [88]. Είναι επίσης δυνατό να προσεγγιστούν και χρονικές παράγωγοι με πεπερασμένες διαφορές ανώτερης τάξης βελτιώνοντας ακόμα περισσότερο την ακρίβεια της μεθόδου. Εάν η ακρίβεια στον χρόνο είναι K -τάξης και η ακρίβεια προς τον χώρο είναι M -τάξης, ορίζεται η FDTD(K, M) υλοποίηση της FDTD. Σημειώνεται ότι πιο σημαντική είναι η προσέγγιση ανώτερης τάξης ως προς τον χώρο διότι προσέγγιση ανώτερης τάξης ως προς τον χρόνο μπορεί να επιτευχθεί με μείωση του χρονικού βήματος Δt που αυξάνει απλώς γραμμικά τον υπολογιστικό φόρτο, χωρίς να αυξάνει τις απαιτήσεις στην μνήμη κάτι που δεν ισχύει εάν μικρύνει το μέγεθος των κελιών. Παρακάτω χρησιμοποιείται ο κλασικός αλγόριθμος Yee [FDTD(2,2)] και η FDTD(2,4) υλοποίηση για βελτιωμένη ακρίβεια. Η FDTD όπως αναφέρθηκε πιο πάνω είναι ευσταθής μέθοδος. Το κριτήριο ευστάθειας (Courant stability limit) για την 2D FDTD(2,2) είναι ότι το χρονικό βήμα Δt πρέπει να είναι τουλάχιστον $1/(c\sqrt{\Delta x^{-2} + \Delta y^{-2}})$ και για την FDTD(2,4) το χρονικό βήμα Δt πρέπει να είναι τουλάχιστον $6/(7c\sqrt{\Delta x^{-2} + \Delta y^{-2}})$. Επίσης υλοποιήσεις ανώτερης τάξης μπορούν να χρησιμοποιηθούν. Παρακάτω παρουσιάζονται συνοπτικά οι εξισώσεις των FDTD(2,2) και FDTD(2,4) μεθόδων, για την TE πόλωση στον UPML φορμαλισμό. Οι εξισώσεις για την TM πόλωση παράγονται όμοια. Στο UPML το μέσο είναι ανισοτροπικό και περιγράφεται από τον αδιάστατο διαγώνιο ταυυστή \bar{s} :

$$\bar{s} = \begin{bmatrix} s_y s_z s_x^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & s_x s_z s_y^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & s_x s_y s_z^{-1} \end{bmatrix}, \quad (2.1)$$

όπου $s_w = \kappa_w + \sigma_w/(j\omega\epsilon)$ ($w=x,y,z$), σ_w είναι η αγωγιμότητα κατά την w διεύθυνση και κ_w είναι μια αδιάστατη μεταβλητή που εξαρτάται από την w διεύθυνση και χρησιμεύει για την ενίσχυση της απόσβεσης του UPML. Τα σ_w και κ_w μεταβάλλονται πολυωνυμικά σαν συνάρτηση του w μέσα στο UPML, ενώ εκτός είναι $\sigma_w = 0$, $\kappa_w = 1$. Για να είναι το UPML τέλεια απορροφητικό, ο ανισοτροπικός ταυνοστής \bar{s} χρησιμοποιείται στην χρονικά-αρμονική μορφή των $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\mu\bar{s}\vec{H}$, $\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega\epsilon\bar{s}\vec{E}$, (\vec{E} , \vec{H} είναι φασιθέτες) όπου ϵ , μ είναι η επιτρεπτότητα και μαγνητική διαπερατότητα αντίστοιχα. Για την TE πόλωση (2D) υπάρχουν μόνο τα πεδία $\tilde{E}_z(x, y)$, $\tilde{H}_x(x, y)$, $\tilde{H}_y(x, y)$. Χρησιμοποιώντας τις βοηθητικές μεταβλητές $\tilde{D}_z = \epsilon s_y \tilde{E}_z/s_z$, $\tilde{B}_x = \mu s_z \tilde{H}_x/s_x$, $\tilde{B}_y = \mu s_x \tilde{H}_y/s_x$, οι δυναμικές εξισώσεις του Maxwell παίρνουν την μορφή:

$$\frac{\partial \tilde{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{H}_x}{\partial y} = j\omega\kappa_x \tilde{D}_z + \frac{\sigma_x}{\epsilon} \tilde{D}_z, \quad (2.2)$$

$$-\frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial y} = j\omega\kappa_y \tilde{B}_x + \frac{\sigma_y}{\epsilon} \tilde{B}_x, \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial x} = j\omega\kappa_z \tilde{B}_y + \frac{\sigma_z}{\epsilon} \tilde{B}_y. \quad (2.4)$$

Χρησιμοποιώντας τον αντίστροφο μετασχηματισμό Fourier στις Εξ. (2.2, 2.3, 2.4) και κεντρικές διαφορές δευτέρας τάξης για τις χρονικές παραγώγους που προκύπτουν οι δυναμικές εξισώσεις Maxwell γίνονται:

$$D_z \Big|_{i-1/2, j+1/2}^{n+1/2} = \frac{2\epsilon\kappa_x - \Delta t\sigma_x}{2\epsilon\kappa_x + \Delta t\sigma_x} D_z \Big|_{i-1/2, j+1/2}^{n-1/2} + \frac{2\epsilon\Delta t}{2\epsilon\kappa_x + \Delta t\sigma_x} \left(\frac{\partial H_y^n}{\partial x} - \frac{\partial H_x^n}{\partial y} \right) \Big|_{i-1/2, j+1/2}, \quad (2.5)$$

$$B_x \Big|_{i-1/2, j+1}^{n+1} = \frac{2\epsilon\kappa_y - \Delta t\sigma_y}{2\epsilon\kappa_y + \Delta t\sigma_y} B_x \Big|_{i-1/2, j+1}^n + \frac{2\epsilon\Delta t}{2\epsilon\kappa_y + \Delta t\sigma_y} \left(-\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \Big|_{i-1/2, j+1}, \quad (2.6)$$

$$B_y \Big|_{i, j+1/2}^{n+1} = \frac{2\epsilon\kappa_z - \Delta t\sigma_z}{2\epsilon\kappa_z + \Delta t\sigma_z} B_y \Big|_{i, j+1/2}^n + \frac{2\epsilon\Delta t}{2\epsilon\kappa_z + \Delta t\sigma_z} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \Big|_{i, j+1/2}. \quad (2.7)$$

Οι παραπάνω εξισώσεις (2.5-2.7) μαζί με τις $\tilde{D}_z = \epsilon s_y \tilde{E}_z/s_z$, $\tilde{B}_x = \mu s_z \tilde{H}_x/s_x$, $\tilde{B}_y = \mu s_x \tilde{H}_y/s_x$, είναι οι εξισώσεις FDTD στον UPML φορμαλισμό. Επιπλέον έχει υλοποιηθεί και ο φορμαλισμός CPML (Convolutional Perfect Matching Layer [102, 90]). Το CPML συγκριτικά με το UPML έχει καλύτερες απορροφητικές ιδιότητες, υπολογιστικά είναι πιο αποδοτικό και γενικεύεται πολύ εύκολα για υλικά με μη-γραμμικότητες, διασπορά, ή και ανισοτροπία. Η βασική διαφοροποίηση του CPML σε σχέση με το UPML είναι ότι οι συντελεστές s_w είναι: $s_w = \kappa_w + \sigma_w/(j\omega\epsilon_0 + a_w)$, όπου η παράμετρος a_w [102, 90] μεταβάλλεται πολυωνυμικά σαν συνάρτηση του w μέσα στο CPML (είναι μηδέν εκτός), και ενισχύει την απόδοση του CPML σε αποσβένοντα (evanescent) κύματα και σε κύματα χαμηλών συχνοτήτων. Ακολουθώντας τις αναφ. [102, 90] παράγονται οι εξισώσεις του CPML. Ειδικότερα οι CPML εξισώσεις για την χρονική ανανέωση (up-

date) του E_z πεδίου (όλες οι άλλες συνιστώσες έχουν εντελώς όμοια updates) είναι:

$$\epsilon_{i-1/2,j+1/2} \left(\frac{E_z |_{i-1/2,j+1/2}^{n+1/2} - E_z |_{i-1/2,j+1/2}^{n-1/2}}{\Delta t} \right) = \left(\frac{\partial H_y^n}{\kappa_x \partial x} - \frac{\partial H_x^n}{\kappa_y \partial y} \right) \Big|_{i-1/2,j+1/2} + \Psi_{E_{z,x}} |_{i-1/2,j+1/2}^n - \Psi_{E_{z,y}} |_{i-1/2,j+1/2}^n \quad (2.8)$$

$$\Psi_{E_{z,x}} |_{i-1/2,j+1/2}^n = b_{x_{i-1/2}} \Psi_{E_{z,x}} |_{i-1/2,j+1/2}^{n-1} + c_{x_{i-1/2}} \frac{\partial H_y^n}{\partial x} \quad (2.9)$$

$$\Psi_{E_{z,y}} |_{i-1/2,j+1/2}^n = b_{y_{j+1/2}} \Psi_{E_{z,y}} |_{i-1/2,j+1/2}^{n-1} + c_{y_{j+1/2}} \frac{\partial H_x^n}{\partial y} \quad (2.10)$$

όπου $b_w = e^{-(\sigma_w/\epsilon_0 \kappa_w + a_w/\epsilon_0)\Delta t}$, $c_w = [b_w - 1]\sigma_w / (\sigma_w \kappa_w + \kappa_w^2 a_w)$, με $b_w = 1$ και $c_w = 0$ εκτός του CPML, διότι $\sigma_w = \alpha_w = 0$, $\kappa_w = 1$, έξω από το CPML. Οι ποσότητες $\psi_{E_{z,x}}$, $\psi_{E_{z,y}}$ έχουν διαστάσεις ρευμάτων πόλωσης, και μεταβάλλονται χρονικά (Εξ. 2.9, 2.10) με αποτέλεσμα η ακτινοβολία τους να ακυρώνει τα κύματα που εισέρχονται στο CPML. Επίσης με βάση τις Εξ. (2.9, 2.10) οι $\psi_{E_{z,x}}$, $\psi_{E_{z,y}}$ είναι μη μηδενικές μόνο μέσα στο CPML γεγονός που ενισχύει την υπολογιστική απόδοση του CPML. Οι χωρικές παράγωγοι στις Εξ. (2.5-2.10) σε τυχαίο θέση $l \equiv (i, j) \equiv (i\Delta x, j\Delta y)$ και χρόνο $t = n\Delta t$ προσεγγίζονται με κεντρικές διαφορές που είναι M -τάξης σύμφωνα με [51]:

$$\frac{\partial f}{\partial w} \Big|_l^n \cong \frac{1}{\Delta w} \sum_{s=1}^{M/2} C_s [f |_{l+(2s-1)}^n - f |_{l-(2s-1)}^n], \quad (w = x, y), \quad (2.11)$$

όπου $f = E_z, H_x, H_y$ και

$$C_s = \frac{(-1)^{s+1} (M-1)!!^2}{2^{M-2} (M/2 + s - 1)! (M/2 - s)! (2s - 1)^2}. \quad (2.12)$$

Εάν χρησιμοποιηθεί η Εξ. 2.12 για $M = 2$, παράγεται η FDTD(2,2) μέθοδος, ενώ για $M = 4$ η FDTD(2,4). Θεωρήθηκε και μια πιο ακριβής μορφή της FDTD(2,4) όπου χρησιμοποιήθηκε μια μέθοδος βελτιστοποίησης [120]. Ειδικότερα οι αριθμητικοί χωρικοί και χρονικοί τελεστές βελτιστοποιούνται με την εισαγωγή παραμέτρων A , C_{w1} , C_{w2} :

$$\frac{\partial f}{\partial w} \Big|_l^n \cong \frac{[C_{w1} (f_{l+1/2}^n - f_{l-1/2}^n) + C_{w2} (f_{l+3/2}^n - f_{l-3/2}^n)]}{\Delta w}, \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} \Big|_l^n \cong A \frac{f_l^{n+1/2} - f_l^{n-1/2}}{\Delta t}, \quad (2.14)$$

ώστε οι παραπάνω τελεστές να προσεγγίζουν με βάση την μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων του αντίστοιχους συνεχείς τελεστές όταν επιδρούν σε επίπεδο κύμα. Αυτή η μέθοδος είναι βέλτιστη για μονοχρωματική διέγερση. Για 2D γεωμετρίες και για TE ή TM πόλωση, οι βέλτιστοι παράμετροι είναι $A = (\omega\Delta t)/(2 \sin(\omega\Delta t/2))$ και οι παράμετροι

C_{w1} , C_{w2} υπολογίζονται από την λύση του συστήματος [120]:

$$\begin{bmatrix} 1 - J_0(k\Delta w) & J_0(k\Delta w) - J_0(2k\Delta w) \\ J_0(k\Delta w) - J_0(2k\Delta w) & 1 - J_0(3k\Delta w) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_{w1} \\ C_{w2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_1\left(\frac{k\Delta w}{2}\right) \\ J_1\left(\frac{3k\Delta w}{2}\right) \end{bmatrix} k\Delta w, \quad (2.15)$$

όπου $w = x, y$ και k είναι ο κυματάρηθος στην περιοχή του πλέγματος και J_0, J_1 είναι συναρτήσεις Bessel πρώτου είδους, μηδενικής και πρώτης τάξης αντίστοιχα. Για ακριβέστερα αποτελέσματα, η FDTD(2,4) έχει υλοποιηθεί για την περίπτωση των ολογραφικών φραγμάτων του Κεφ. 2, χρησιμοποιώντας μονοπλευρικούς τελεστές [119] πεπερασμένων διαφορών για την χρονική ανανέωση των πεδίων σε κόμβους που ανήκουν σε διαχωριστικές επιφάνειες επιτρεπτότητας. Σ' αυτήν την μέθοδο οι τελεστές πεπερασμένων διαφορών χρησιμοποιούν δεδομένα μόνο από μία πλευρά της διαχωριστικής επιφάνειας. Για παράδειγμα, για την περίπτωση TE πόλωσης (όμοια και για TM πόλωση), εάν υποθεθεί ότι η διαχωριστική επιφάνεια επιτρεπτότητας είναι παράλληλη στον y -άξονα και περνάει από κόμβο E_z (η D_z στον UPML φορμαλισμό) στην θέση $i = i_0 - 1/2$ στο x -άξονα, τότε η χρονική ανανέωση του E_z κόμβου στη θέση $i = i_0 - 1/2$ απαιτεί τον υπολογισμό της παραγώγου $(\partial H_y / \partial x)|_{i_0 - 1/2, j + 1/2}$ του μαγνητικού πεδίου διαμέσου της διαχωριστικής επιφάνειας επιτρεπτότητας. Για να υπολογιστεί αυτή η παράγωγος, πρώτα το H_y πεδίο υπολογίζεται στην θέση $i = i_0 - 1/2$ (αφού το H_y πεδίο δεν ορίζεται στη θέση $i = i_0 - 1/2$, σύμφωνα με την τοπολογία του πλέγματος Y-ee), χρησιμοποιώντας extrapolation πέμπτης τάξης από δεδομένα από μόνο μία πλευρά της διαχωριστικής επιφάνειας [119]:

$$\begin{aligned} H_y|_{i_0 - 1/2, j} &= \frac{315}{128} H_y|_{i_0 - 1, j} - \frac{105}{32} H_y|_{i_0 - 2, j} + \frac{189}{64} H_y|_{i_0 - 3, j} \\ &\quad - \frac{45}{32} H_y|_{i_0 - 4, j} + \frac{35}{128} H_y|_{i_0 - 5, j}, \end{aligned} \quad (2.16)$$

τελικά η $\partial H_y|_{i_0 - 1/2, j} / \partial x$ υπολογίζεται χρησιμοποιώντας δεδομένα από την άλλη πλευρά της διαχωριστικής επιφάνειας επιτρεπτότητας σύμφωνα με:

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_y|_{i_0 - 1/2, j}}{\partial x} &= \left(-\frac{1126}{315} H_y|_{i_0 - 1/2, j} + \frac{315}{64} H_y|_{i_0, j} - \frac{35}{16} H_y|_{i_0 + 1, j} \right. \\ &\quad \left. + \frac{189}{160} H_y|_{i_0 + 2, j} - \frac{45}{112} H_y|_{i_0 + 3, j} + \frac{35}{576} H_y|_{i_0 + 4, j} \right) / \Delta x. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Αυτή η τεχνική δεν έχει εφαρμοστεί για φράγματα επιφανειακής διαμόρφωσης λόγω της πολυπλοκότητας αυτών των δομών που αυξάνει την πολυπλοκότητα υλοποίησης και ενδέχεται να παρουσιάσει προβλήματα ευστάθειας. Μια εναλλακτική μέθοδος είναι η χρήση μονοπλευρικών τελεστών πεπερασμένων διαφορών με βάρη [51], μία τεχνική που είναι υπό διερεύνηση. Μια άλλη τεχνική που χρησιμοποιείται σ' αυτήν την εργασία είναι η TF-SF (total field-scattered field: ολικού-σχεδαζόμενου πεδίου). Αυτή η μέθοδος διαχωρίζει το υπολογιστικό χωρίο σε 2 περιοχές την περιοχή του σχεδαζόμενου πεδίου και την περιοχή του ολικού πεδίου (σχεδαζόμενο + προσπίπτον), και οι οποίες διαχωρίζονται από την TF-SF επιφάνεια. Η TF-SF επιφάνεια χρησιμοποιείται για την εισαγωγή της διέγερσης στο πλέγμα, και ο διαχωρισμός του χώρου σε ολική-σχεδαζόμενη περιοχή επιτρέπει στην διέγερση να εισάγεται χωρίς να αλληλεπιδρά με το ανακλώμενο κύμα. Επιπλέον είναι υπολογιστικά πολύ αποδοτική γιατί απαιτεί γνώση του προσπίπτοντος κύματος μόνο σε μια μικρή περιοχή γύρω από την TF-SF επιφάνεια.

Η διέγερση εισάγεται στο πλέγμα με την TF-SF μέθοδο, με την διόρθωση των εξισώσεων χρονικής ανανέωσης των πεδίων 1 με τέτοιο τρόπο ώστε τα πεδία στην μια πλευρά να είναι το ολικό πεδίο και στην άλλη πλευρά να είναι το σκεδαζόμενο πεδίο. Για την εφαρμογή αυτών των διορθώσεων, το προσπίπτον κύμα το πολύ σε ένα ή δύο κελιά (για την FDTD(2,2), FDTD(2,4) αντίστοιχα) από κάθε πλευρά της TF-SF επιφάνειας πρέπει να είναι γνωστό. Εάν υποθεθεί ότι η TF-SF επιφάνεια είναι κατά μήκος του y -άξονα (Σχ. 2.1) στην θέση $i = i_0 - 1/2$ ($x_i = (i_0 - 1/2)\Delta x$) και βρίσκεται σε E_z κόμβους και το πεδίο εκεί είναι ολικό, τότε η TF-SF διόρθωση είναι:

$$E_z|_{i_0,j}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i_0,j}^{n+1} \right\} - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} H_{y,inc}|_{i_0-1/2,j}^{n+1/2}. \quad (2.18)$$

Για την FDTD(2,4) λαμβάνοντας υπόψη ότι οι χωρικές παράγωγοι σύμφωνα με την (2.11) απαιτούν δεδομένα πιο απομακρυσμένα από το σημείο που υπολογίζεται η παράγωγος σε σχέση με την FDTD(2,2), οι αντίστοιχη TF-SF διόρθωση είναι:

$$E_z|_{i_0,j}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i_0,j}^{n+1} \right\} - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} C_1 H_{y,inc}|_{i_0-1/2,j}^{n+1/2} - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} C_2 H_{y,inc}|_{i_0-3/2,j}^{n+1/2}. \quad (2.19)$$

$$E_z|_{i_0+1,j}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i_0+1,j}^{n+1} \right\} - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} C_2 H_{y,inc}|_{i_0-1/2,j}^{n+1/2}, \quad (2.20)$$

$$E_z|_{i_0-1,j}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i_0-1,j}^{n+1} \right\} - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} C_2 H_{y,inc}|_{i_0+1/2,j}^{n+1/2}, \quad (2.21)$$

όπου οι συντελεστές C_1 , C_2 δίνονται από την (2.12) για $M = 4$ και οι όροι $\{E_z\}$ αντιστοιχούν σε λανθασμένες τιμές διότι οι FDTD χρονικές ανανεώσεις χρησιμοποιούν πεδία και από τις δυο πλευρές της TF-SF επιφάνειας. Για να αναπαριστούνται μόνο σκεδαζόμενα ή μόνο ολικά πεδία στις (2.18-2.21), εισάγονται διορθωτικοί όροι που περιέχουν το προσπίπτον μαγνητικό πεδίο $H_{y,inc}$ στους αντίστοιχους κόμβους. Οι τιμές του πεδίου παρέχονται θεωρώντας ένα βοηθητικό πλέγμα όπου μόνο η ζητούμενη διέγερση είναι παρούσα και η διάδοση της οποίας με την FDTD παρέχει τις τιμές του προσπίπτοντος πεδίου που απαιτούνται στις TF-SF διορθώσεις (2.18-2.21). Αυτές οι διορθώσεις απαιτούν τιμές προσπίπτοντος πεδίου μόνο 1 ή 2 κελιά από κάθε πλευρά της TF-SF επιφάνειας, και άρα το βοηθητικό πλέγμα που περιέχει αυτές τις τιμές μπορεί να έχει πολύ μικρό μέγεθος κατά την διεύθυνση διάδοσης της διέγερσης.

2.2 Μέθοδοι Βελτίωσης της FDTD

Ένα βασικό πρόβλημα της FDTD μεθόδου είναι ότι ορίζεται σε ορθογώνιο πλέγμα και είναι δυνατόν οι επιφάνειες δομών με πολύπλοκη γεωμετρία να μην συμπίσουν με τους κόμβους του πλέγματος. Αυτό το γεγονός οδηγεί σε σημαντικά σφάλματα και επίσης μειώνει το ρυθμό σύγκλισης της μεθόδου δηλαδή τα αποτελέσματα της FDTD δεν συγκλίνουν με τον αναμενόμενο ρυθμό (2ης, 4ης τάξης για την FDTD(2,2), FDTD(2,4) αντίστοιχα) καθώς το μέγεθος των κελιών μικραίνει. Ακόμα και στην ιδανική περίπτωση όπου οι επιφάνειες της υπό μελέτη δομής συμπίσουν με του κόμβους του πλέγματος, η σύγκλιση της μεθόδου παραμένει μειωμένη λόγω της απότομης μεταβολής των φυσικών ιδιοτήτων (ασυνέχεια της επιτρεπτότητας ή και της διαπερατότητας), που επάγει απότομες μεταβολές των πεδίων και που η διακριτοποίηση του πλέγματος δεν είναι συνήθως αρκετή για να τις αναπαραστήσει σωστά. Σ' αυτήν την ενότητα παρουσιάζονται τεχνικές αντιμετώπισης των παραπάνω προβλημάτων.

2.2.1 Μέθοδοι Βελτίωσης της FDTD(2,2)

Στην περίπτωση της FDTD(2,2) για την αντιμετώπιση των παραπάνω σφαλμάτων, εφαρμόζεται η τεχνική ομαλοποίησης της επιτρεπτότητας [44] (effective permittivity ή average permittivity method). Εάν υποθέσουμε ότι επιφάνεια S διαχωρίζει τον χώρο σε περιοχές επιτρεπτότητας ϵ_1 , ϵ_2 , σ' αυτήν την τεχνική ορίζεται μια ομαλοποιημένη επιτρεπτότητα ϵ^* σε κόμβους ηλεκτρικού πεδίου που είναι κοντύτερα από μισό μέγεθος κελιού από την επιφάνεια S , σύμφωνα με:

$$\epsilon^* = \left(\frac{1}{2} + d\right) \epsilon_1 + \left(\frac{1}{2} - d\right) \epsilon_2, \text{ για } \vec{E} \parallel S \quad (2.22)$$

$$\frac{1}{\epsilon^*} = \frac{d}{\epsilon_1} + \frac{1-d}{\epsilon_2}, \text{ για } \vec{E} \perp S \quad (2.23)$$

όπου d είναι η απόσταση της S από τον κοντινότερο κόμβο ηλεκτρικού πεδίου που είναι παράλληλος στην S , και d είναι κανονικοποιημένη στο μέγεθος του κελιού κατά την διεύθυνση κάθετη στην S . Στις Εξ. (2.22) και (2.23) έχει θεωρηθεί ότι ο κόμβος που ομαλοποιείται βρίσκεται σε περιοχή επιτρεπτότητας ϵ_1 και $\vec{E} \parallel (\vec{E} \perp)$ για κόμβους παράλληλους (κάθετους) στην S . Μια παρόμοια τεχνική ομαλοποίησης που γενικεύεται και σε διαχωριστική επιφάνεια επιτρεπτότητας S που όμως τέμνει τα κελιά υπό κλίση περιγράφεται στην αναφορά [47]. Ειδικότερα εάν το ηλεκτρικό πεδίο σε ένα κόμβο (το κελί του οποίου τέμνεται από την S), είναι κάθετο (παράλληλο) στην S η οποία χωρίζει το κελί του ηλεκτρικού κόμβου σε περιοχές επιτρεπτότητας ϵ_1 , ϵ_2 , η κάθετη ϵ_{\perp}^* (παράλληλη ϵ_{\parallel}^*) ομαλοποιημένη επιτρεπτότητα ορίζεται ως:

$$\epsilon_{\perp}^* = \left[\frac{f}{\epsilon_2} + \frac{1-f}{\epsilon_1} \right]^{-1} \quad (2.24)$$

$$\epsilon_{\parallel}^* = f\epsilon_2 + (1-f)\epsilon_1 \quad (2.25)$$

όπου f είναι ο λόγος του εμβαδού της επιφάνειας του κελιού με επιτρεπτότητα ϵ_2 προς την ολική επιφάνεια του κελιού, και μπορεί εύκολα να υπολογιστεί από γνωστούς τύπους εμβαδού πολυγώνου. Στην περίπτωση που η κάθετος της επιφάνειας S δημιουργεί γωνία $\theta \in [0, \pi/2]$ με το ηλεκτρικό πεδίο του κόμβου η επιτρεπτότητα του οποίου ομαλοποιείται, η ομαλοποιημένη επιτρεπτότητα είναι:

$$\epsilon^* = \epsilon_{\parallel} \cos^2 \theta + \epsilon_{\perp} (1 - \cos^2 \theta) \quad (2.26)$$

Οι παραπάνω τεχνικές αποκαθιστούν την ακρίβεια 2ης τάξης της FDTD η οποία λόγω την επιφανειών επιτρεπτότητας μειώνεται σε 1^{ης} τάξης.

2.2.2 Μέθοδοι Βελτίωσης της FDTD(2,4)

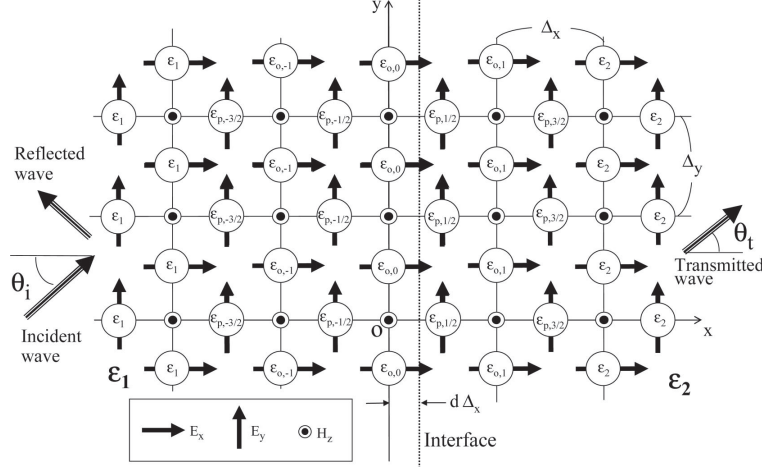
Στην περίπτωση της FDTD(2,4) οι παραπάνω τεχνικές ομαλοποίησης της FDTD(2,2) δεν εφαρμόζονται διότι οι χωρικές παράγωγοι της FDTD(2,4) εκτείνονται και έξω από το κελί του κόμβου στον οποίο υπολογίζονται. Για την FDTD(2,4) χρησιμοποιείται η τεχνική της τοπικής ομαλοποίησης της επιτρεπτότητας (local regularization method) [4], [52], και η τεχνική της ενεργής επιτρεπτότητας 3^{ης} τάξης (third-order effective permittivity method) [41], [40].

Η local permittivity μέθοδος αντικαθιστά την ασυνεχή επιτρεπτότητα στην δι-

αχωριστική επιφάνεια μεταξύ δυο περιοχών με επιτρεπτότητα ϵ_1 , ϵ_2 με μία συνεχή συνάρτηση (ένα πολυώνυμο 5^{ης} τάξης), $\epsilon^*(x)$, $(-\delta/2 \leq x \leq \delta/2)$ σύμφωνα με:

$$\epsilon^*(x) = \frac{1}{2}(\epsilon_1 + \epsilon_2) + \frac{45}{16}(\epsilon_1 - \epsilon_2)\left(\frac{x}{\delta}\right) - \frac{25}{2}(\epsilon_1 - \epsilon_2)\left(\frac{x}{\delta}\right)^3 + 21(\epsilon_1 - \epsilon_2)\left(\frac{x}{\delta}\right)^5 \quad (2.27)$$

όπου $\epsilon^*(-\delta/2) = \epsilon_1$, $\epsilon^*(\delta/2) = \epsilon_2$. Αυτή η ομαλοποίηση της επιτρεπτότητας, μειώνει τα αριθμητικά σφάλματα. Παρόλα αυτά ο αριθμός των κελιών που χρησιμοποιεί αυτή η μέθοδος είναι κρίσιμος για την απόδοση της μεθόδου, και ο βέλτιστος αριθμός προσδιορίζεται πειραματικά ώστε να επιτευχθεί ο καλύτερος ρυθμός σύγκλισης και ακρίβειας.



Σχήμα 2.3: Εφαρμογή της third-order effective permittivity μεθόδου σε 2D FDTD πλέγμα, TM πόλωση (σχήμα από την αναφ. [40])

Στην third-order effective permittivity μέθοδο ανατίθενται ενεργές επιτρεπτότητες σε κόμβους κοντά σε επιφάνειες επιτρεπτότητας έτσι ώστε ο αριθμητικός συντελεστής ανάκλασης και διέλευσης επίπεδου κύματος που προσπίπτει με τυχαία γωνία στην επιφάνεια, να είναι κοντά (με ακρίβεια 4^{ης} τάξης ως προς το μήκος του κελιού) στις αντίστοιχες θεωρητικές τιμές. Οι ενεργές επιτρεπτότητες παρέχονται στην [41] για την TE (E_z, H_x, H_y) πόλωση και στην [40] για την TM (H_z, E_x, E_y) πόλωση. Ειδικότερα για την TE πόλωση οι ενεργές επιτρεπτότητες $\epsilon_1^*, \epsilon_2^*, \epsilon_3^*$ που ανατίθενται σε κόμβους E_z κοντά στην επιφάνεια επιτρεπτότητας (υποθέτοντας ότι η επιφάνεια επιτρεπτότητας χωρίζει τον χώρο σε περιοχές με επιτρεπτότητα ϵ_1, ϵ_2) δίνονται από τις:

$$\epsilon_1^* = \epsilon_1 \quad (2.28)$$

$$\epsilon_3^* = \epsilon_1^* - \frac{(13 - 6d^2)(\epsilon_1 - \epsilon_2)}{12} \quad (2.29)$$

$$\epsilon_2^* = \frac{3((1 + 2d/3)\epsilon_1(1 - 2d/3)\epsilon_2)}{2} - \epsilon_1^* - \epsilon_2^* \quad (2.30)$$

όπου οι κόμβοι με $\epsilon_1^*, \epsilon_2^*$ είναι στην περιοχή ϵ_1 και ο κόμβος με ϵ_3^* είναι στην περιοχή ϵ_2 . Επιπλέον ο ϵ_2^* κόμβος απέχει $d\Delta$ από την επιφάνεια επιτρεπτότητας, (με $d \leq 0.5$ και Δ το μήκος του κελιού κατά διεύθυνση κάθετη στην επιφάνεια επιτρεπτότητας), και οι $\epsilon_3^*, \epsilon_1^*$ κόμβοι απέχουν $(1 - d)\Delta$ και $(1 + d)\Delta$ από την επιφάνεια επιτρεπτότητας αντίστοιχα.

Ειδικότερα για την TM(H_z, E_x, E_y) πόλωση προτείνονται 2 μέθοδοι για την εφαρ-

μογή της third-order effective permittivity μεθόδου. Η EP1 και EP2 μέθοδοι ανάλογα εάν η παράμετρος $-0.5 \leq d \leq 0.1$ ή $0.1 \leq d \leq 0.5$ αντίστοιχα, όπου η παράμετρος d φαίνεται στο Σχ. 2.3.

Στην EP1 ορίζονται οι παρακάτω ενεργές επιτρεπτότητες, οι θέσεις των οποίων φαίνονται στο Σχ. 2.3.

$$\epsilon_{p,-1/2} = \epsilon_1 + (\epsilon_2 - \epsilon_1) (1 - 12d + 12d^2) / 24, \quad (2.31)$$

$$\epsilon_{p,1/2} = \epsilon_2 + (\epsilon_2 - \epsilon_1) (1 + 12d + 12d^2) / 24, \quad (2.32)$$

$$\epsilon_{o,-1} = \epsilon_1 L / M, \quad (2.33)$$

$$\epsilon_{o,0} = \frac{1}{(3/2 + d) / \epsilon_1 + (1/2 + d) - 1 / \epsilon_{o,-1}}, \quad (2.34)$$

$$L = 24 \left(-6 + \sqrt{42} \right) \epsilon_2 \{ 6 (\epsilon_1 - \epsilon_2) d^2 + \sqrt{42} (\epsilon_2 - \epsilon_1) d - (7 + \sqrt{42}) - \epsilon_2 - (6 + \sqrt{42}) \epsilon_1 \}, \quad (2.35)$$

$$M = -72 (\epsilon_2 - \epsilon_1)^2 d^3 + \{ (864 - 138\sqrt{42}) \epsilon_2 + 6\sqrt{42}\epsilon_1 \} (\epsilon_2 - \epsilon_1) d^2 + \{ (1038 - 144\sqrt{42}) \epsilon_2 - 30\epsilon_1 \} (\epsilon_2 - \epsilon_1) d + (144 - 25\sqrt{42}) \epsilon_2^2 - 144\epsilon_1\epsilon_2 + \sqrt{42}\epsilon_1^2. \quad (2.36)$$

Στην EP2 ορίζονται οι παρακάτω ενεργές επιτρεπτότητες, οι θέσεις των οποίων φαίνονται στο Σχ. 2.3.

$$\epsilon_{p,1/2} = \epsilon_1 + (\epsilon_2 - \epsilon_1) (25 - 36d + 12d^2) / 24, \quad (2.37)$$

$$\epsilon_{p,3/2} = \epsilon_2 + (\epsilon_2 - \epsilon_1) (23 + 12d - 12d^2) / 24, \quad (2.38)$$

$$\epsilon_{o,-1} = N / O \quad (2.39)$$

$$\epsilon_{o,0} = \frac{1}{(3/2 + d) / \epsilon_1 + (1/2 + d) - 1 / \epsilon_{o,-1}}, \quad (2.40)$$

$$N = 24 \left(-6 + \sqrt{42} \right) \epsilon_2 \{ 6 (\epsilon_1 - \epsilon_2) d^2 + (12 + \sqrt{42}) (\epsilon_2 - \epsilon_1) d - (7 + \sqrt{42}) \epsilon_2 - (168 + 26\sqrt{42}) \epsilon_1 \}, \quad (2.41)$$

$$O = -72 (\epsilon_2 - \epsilon_1)^2 d^3 + \{ (1008 - 138\sqrt{42}) \epsilon_2 + (864 + 150\sqrt{42}) \epsilon_1 \} (\epsilon_2 - \epsilon_1) d^2 + \{ (-762 + 144\sqrt{42}) \epsilon_2 + 42\epsilon_1 \} (\epsilon_2 - \epsilon_1) d - (42 + 31\sqrt{42}) \epsilon_2^2 - (2100 + 300\sqrt{42}) \epsilon_1\epsilon_2 + (126 + 19\sqrt{42}) \epsilon_1^2. \quad (2.42)$$

Σύμφωνα με την μέχρι τώρα γνώση μας δεν υπάρχει θεωρία για τον προσδιορισμό της ενεργούς επιτρεπτότητας στην περιοχή γωνίας επιτρεπτότητας για την FDTD(2,4) μέθοδο. Για την περίπτωση των περιθλαστικών φραγμάτων διαμόρφωσης επιφάνειας, όπου υπάρχουν ασυνέχειες λόγω γωνιών επιτρεπτότητας, και οι δύο παραπάνω μέθοδοι εφαρμόζονται με τέτοιο τρόπο ώστε οι κόμβοι κοντά σε γωνίες επιτρεπτότητας να ομαλοποιούνται και κατά τις δύο ορθογώνιες διευθύνσεις και τους ανατίθενται ο αριθμητικός μέσος όρος της ομαλοποιημένης επιτρεπτότητας από κάθε διεύθυνση. Οι κόμβοι που μεταβάλλονται και κατά τις δυο διευθύνσεις είναι πολύ λίγοι αφού και οι δύο μέθοδοι εφαρμόζονται το πολύ σε δύο κελιά από κάθε πλευρά της επιφάνειας

επιτρεπτότητας.

Κεφάλαιο 3

FDTD Ανάλυση Ολογραφικών και Επιφανειακής-Διαμόρφωσης Περιθλαστικών Φραγμάτων Πεπερασμένης Περιόδου

Ο φορμαλισμός του ολικού-σχεδαζόμενου πεδίου (TF-SF) της FDTD χρησιμοποιείται για την ανάλυση της περίθλασης πεπερασμένου αριθμού περιόδων ολογραφικών και επιφανειακής διαμόρφωσης περιθλαστικών φραγμάτων από πεπερασμένη προσπίπτουσα δέσμη. Γίνεται χρήση της FDTD δεύτερης αλλά και τέταρτης τάξης με διάφορες τεχνικές διόρθωσης των ασυνεχειών της επιτρεπτότητας του μέσου και γίνεται μια συγκριτική μελέτη με εναλλακτικές αριθμητικές τεχνικές. Υπολογίζεται η περιθλαστική απόδοση σύζευξης για περιθλαστικά φράγματα πεπερασμένων περιόδων και προσπίπτουσας δέσμης διαφόρων μεγεθών, για TE αλλά και για TM πόλωση, και τα FDTD αποτελέσματα συγκρίνονται με την μέθοδο πεπερασμένων διαφορών στο πεδίο της συχνότητας (FDFD) για την περίπτωση ολογραφικών περιθλαστικών φραγμάτων, αλλά και με την μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων επιφανείας (Boundary Element Method: BEM) για την περίπτωση φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης. Επιπλέον διερευνάται η σύγκλιση των αποτελεσμάτων της FDTD, στα αποτελέσματα τη RCWA καθώς ο αριθμός των περιόδων των περιθλαστικών φραγμάτων αλλά και το χωρικό μέγεθος της προσπίπτουσας δέσμης αυξάνεται.

3.1 Εισαγωγή

Πολλές πρακτικές περιθλαστικές συσκευές είναι περιοδικές αλλά χωρικά είναι πεπερασμένες και περιέχουν σχετικά μικρό αριθμό περιόδων. Συνήθως στην ανάλυση περιθλαστικών διατάξεων, η RCWA [28], [75], [76], είναι η συνηθέστερη μέθοδος για την μελέτη περιθλαστικών φραγμάτων (ολογραφικών η επιφανειακής διαμόρφωσης) άπειρου αριθμού περιόδων (INP: Infinite Number of Periods) τα οποία φωτίζονται με επίπεδο κύμα (δηλ. δέσμη άπειρου πλάτους). Όμως σε πρακτικές εφαρμογές τα περιθλαστικά φράγματα είναι πεπερασμένου μεγέθους και φωτίζονται από δέσμες πεπερασμένου πλάτους. Έτσι ο σχεδιασμός και η ανάλυση περιθλαστικών φραγμάτων (ολογραφικών ή /και επιφανειακής διαμόρφωσης) είναι απαραίτητη για την δημιουργία οπτικών διασυνδέσεων που χρησιμοποιούν περιθλαστικά στοιχεία αλλά και για άλλες περιθλαστικές εφαρμογές.

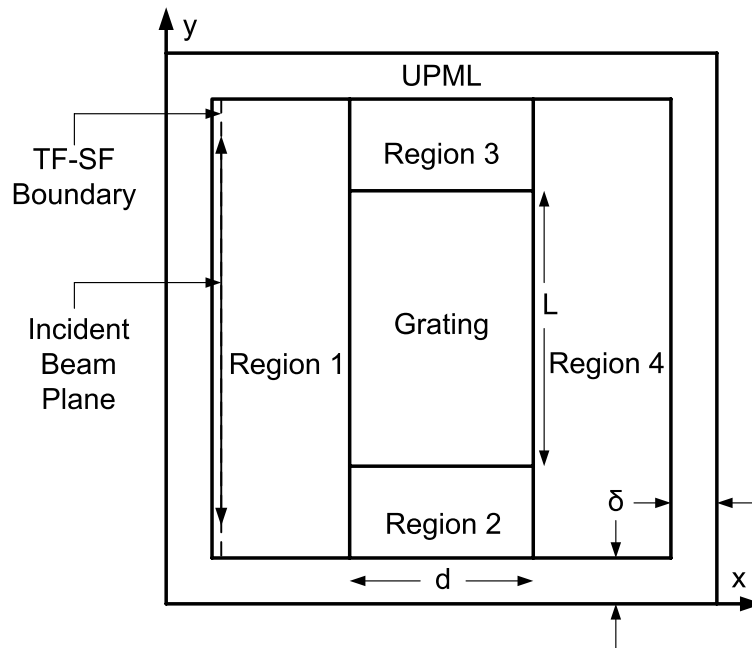
Τα αποτελέσματα πεπερασμένης δέσμης προσπίπτουσας σε περιοδική μεταλλική επίπεδη οθόνη έχει μελετηθεί από τους Kriezis *et al.* [60] με χρήση ανάλυσης γκαουσιανής δέσμης σε επίπεδα κύματα σε συνδυασμό με την μέθοδο των ροπών. Οι Bendickson *et al.* [10] χρησιμοποίησαν την RCWA για πεπερασμένες δέσμες για να μοντελοποιήσουν πεπερασμένη δέσμη προσπίπτουσα σε INP περιθλαστικό φράγμα. Επίσης στην εργασία του Kok [56] χρησιμοποιήθηκε μία μέθοδος προσαρμογής ρυθμών (mode-matching) και στην εργασία των Mata-Mendez και Sumaya-Martinez [71] χρησιμοποιήθηκε θεωρία ρυθμών modal theory για να υπολογιστεί το σχεδιαζόμενο πεδίο επίπεδου κύματος προσπίπτον σε πεπερασμένο αριθμό ορθογώνιων εγκοπών (grooves) σε μεταλλική επιφάνεια. Οι Pelosi *et al.* [86] χρησιμοποίησαν ένα συντελεστή περίθλασης για να αναλύσουν την σκέδαση επίπεδου κύματος από μεταλλική λωρίδα περιθλαστικού φράγματος πεπερασμένης διάστασης. Επιπλέον οι Hirayama *et al.* [39], [38] χρησιμοποίησαν την μέθοδο στοιχείων επιφανείας (boundary element method: BEM) για την μελέτη των χαρακτηριστικών περιθλαστικών φακών πεπερασμένου μεγέθους, και πεπερασμένου αριθμού περιόδων (Finite Number of Periods: FNP) διηλεκτρικών/μεταλλικών περιθλαστικών φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης με ορθογώνιες εγκοπές. Πρόσφατα, ορισμένες ερευνητικές ομάδες έχουν αρχίσει να λαμβάνουν υπό όψη την επίδραση του πεπερασμένου αριθμού περιόδων και ταυτόχρονα της πεπερασμένης δέσμης, σε περιθλαστικά στοιχεία. Οι Mata-Mendez και Chavez-Rivas [72] χρησιμοποίησαν την θεωρία Rayleigh-Sommerfeld για να μελετήσουν την περίθλαση γκαουσιανής (Gaussian) και Hermite-Gaussian δέσμης με πεπερασμένο περιθλαστικό φράγμα με ορθογώνιες εγκοπές στο όριο της βαθμωτής περίθλασης (scalar diffraction). Οι Bendickson *et al.* [10], ανέπτυξαν μια πολυστρωματική BEM μέθοδο για την ανάλυση του αποτελέσματος FNP περιθλαστικών φραγμάτων και δεσμών πεπερασμένου πλάτους σε περιθλαστικά φράγματα συντονισμού, κυματοδηγούμενου ρυθμού. Οι Wu και Glytsis [117] μελέτησαν FNP ολογραφικά, slanted (με κλίση) και unslanted (χωρίς κλίση), περιθλαστικά φράγματα με δέσμες πεπερασμένου πλάτους, χρησιμοποιώντας την μέθοδο πεπερασμένων διαφορών στο πεδίο της συχνότητας FDFD. Οι Wang *et al.* [110], [112] εφάρμοσαν την FDTD μέθοδο για την ανάλυση και σχεδιασμό κεκλιμένων παραλληλεπίπεδων περιθλαστικών φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης, για σύζευξη οπτικών ινών με επίπεδους κυματοδηγούς για TE πόλωση. Οι Banerjee *et al.* [9] χρησιμοποίησαν την standard και nonstandard FDTD μεθόδου για την ανάλυση FNP μεταλλικών περιθλαστικών φραγμάτων για TE, TM πόλωση.

Από όσο είναι γνωστό δεν έχει γίνει συστηματική και συγκριτική μελέτη των αυστηρών αριθμητικών μεθόδων για την ανάλυση FNP ολογραφικών και επιφανειακής διαμόρφωσης περιθλαστικών φραγμάτων με προσπίπτουσες δέσμες πεπερασμένου πλάτους. Σ' αυτό το κεφάλαιο η FDTD [102] σε συνδυασμό με την TF-SF τεχνική χρησιμοποιείται για την ανάλυση των FNP περιθλαστικών φραγμάτων με πεπερασμένου πλάτους δέσμες για ολογραφικά (slanted και unslanted) και επιφανειακής διαμόρφωσης (δύο και πολλαπλών επιπέδων) περιθλαστικών φραγμάτων, για TE και TM πόλωση της προσπίπτουσας. Χρησιμοποιούνται οι FDTD μέθοδοι δεύτερης και τέταρτης τάξης (ως προς τις χωρικές συντεταγμένες) και συγκρίνονται μεταξύ τους. Δίνεται προσοχή στις επιφανειακές ασυνέχειες όπου διάφορες τεχνικές εφαρμόζονται και συγκρίνονται μεταξύ τους, όπως η τεχνική averaging των κόμβων στις επιφάνειες ασυνέχειας, και οι τεχνική της ομαλοποίησης της επιτρεπτότητας (permittivity regularization στην περιοχή γύρω από τις ασυνέχειες. Στην παρ. 3.2 περιγράφεται η γεωμετρία της περιθλαστικής διάταξης και του υπολογιστικού χωρίου. Στην παρ. 3.3 παρουσιάζεται η τεχνική υπολογισμού της περιθλαστικής απόδοσης των φραγμάτων. Στην παρ. 3.4, συζητιούν-

ται τα αποτελέσματα στην περιθλαστική απόδοση των FNP slanted και unslanted ολογραφικών περιθλαστικών φραγμάτων με προσπίπτουσα δέσμη πεπερασμένου πλάτους, και συγκρίνονται με τις περιθλαστικές αποδόσεις υπολογισμένες με την FDFD μέθοδο, και με την RCWA μέθοδο στο όριο μεγάλου αριθμού περιόδων. Επιπλέον συζητούνται τα αποτελέσματα στην περιθλαστική απόδοση των FNP περιθλαστικών φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης δύο και πολλαπλών επιπέδων με προσπίπτουσα δέσμη πεπερασμένου πλάτους, και συγκρίνονται με τις περιθλαστικές αποδόσεις υπολογισμένες με την BEM και την RCWA μέθοδο στο όριο μεγάλου αριθμού περιόδων. Η μελέτη γίνεται για TE και TM πόλωση της προσπίπτουσας δέσμης. Τελικά τα αποτελέσματα παρουσιάζονται συνοπτικά και συζητούνται στην παρ. 3.5.

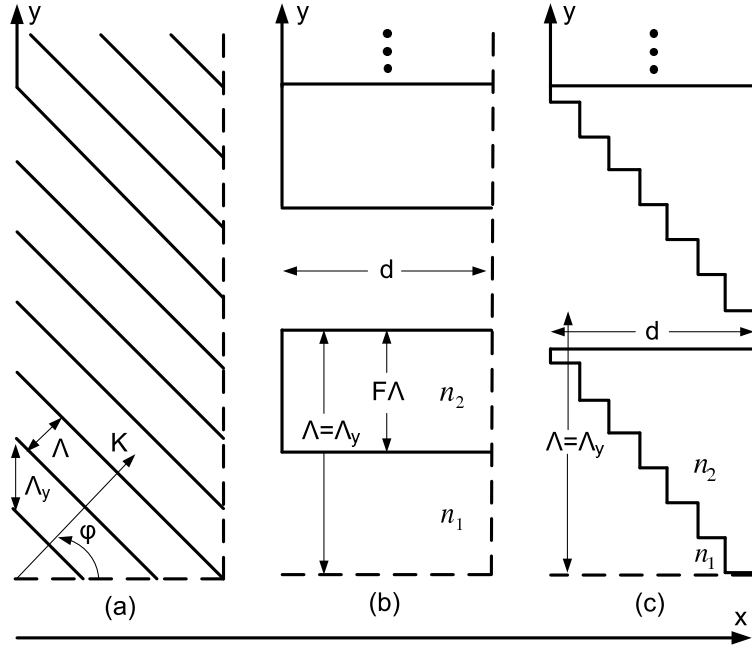
3.2 Γεωμετρία Περιθλαστικής Διάταξης και Υπολογιστικού Χωρίου

Η γεωμετρία της περιθλαστικής διάταξης και του υπολογιστικού χωρίου φαίνεται στο Σχ. 3.1. Ο διαχωρισμός του χώρου στις περιοχές που φαίνονται στο Σχ. 3.1 γίνεται



Σχήμα 3.1: Γεωμετρία της περιθλαστικής δομής και το πλήρες (πραγματικό+UPML) υπολογιστικό χωρίο για την FDTD ανάλυση. Το περιβάλλον UPML χρησιμοποιείται για την εξάλειψη κάθε ανακλώμενου κύματος που εισέρχεται στο πραγματικό υπολογιστικό χωρίο. Επίσης φαίνονται το TF-SF επίπεδο σύνορο καθώς και η προσπίπτουσα δέσμη.

ώστε σε κάθε περιοχή η επιτρεπτότητα έχει την ίδια συναρτησιακή μορφή. Επίσης ο υπολογιστικός χώρος περιβάλλεται από UPML ώστε να μην υπάρχει ανάκλαση των εξερχόμενων κυμάτων από το σύνορο του πλέγματος. Το πεπερασμένου αριθμού περιόδων (Finite Number of Periods: FNP) περιθλαστικό φράγμα πάχους d κατά τον άξονα x και μήκους L κατά τον άξονα y μπορεί να είναι ολογραφικό ή επιφανειακής διαμόρφωσης. Σ' αυτήν την εργασία μελετήθηκαν ολογραφικά περιθλαστικά φράγματα με ή χωρίς κλίση (slanted-unslanted) και περιθλαστικά φράγματα επιφανειακής διαμόρφωσης δύο ή οκτώ επιπέδων. Στο Σχ. 3.2 φαίνονται λεπτομερώς μερικές περιόδους των



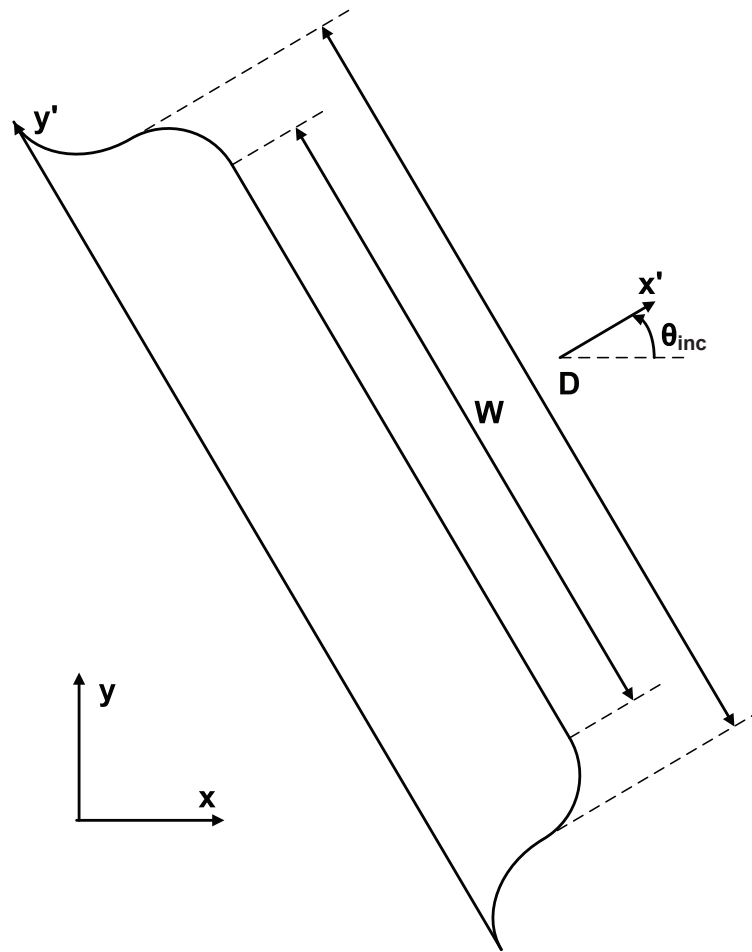
Σχήμα 3.2: Τύποι περιθλαστικών φραγμάτων: (α) ένα γενικό slanted ολογραφικό περιθλαστικό φράγμα, (β) ένα περιθλαστικό φράγμα επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων, (γ) ένα ασυμμετρικό περιθλαστικό φράγμα επιφανειακής διαμόρφωσης 8-επιπέδων.

περιθλαστικών φραγμάτων που αναλύονται καθώς και οι βασικές του παράμετροι. Για την γενική περίπτωση slanted ολογραφικού περιθλαστικού φράγματος [Σχ. 3.2(α)] το άνυσμα περιθλαστικού φράγματος \vec{K} ορίζεται ως $\vec{K} = (2\pi/\Lambda)(\hat{x} \cos \phi + \hat{y} \sin \phi)$ όπου ϕ είναι η γωνία κλίσης, Λ είναι η περιθλαστική περίοδος (περίοδος του περιθλαστικού φράγματος), \hat{x} και \hat{y} είναι μοναδιαία διανύσματα κατά τις x , y διευθύνσεις αντίστοιχα. Η επιτρεπτότητα του ολογραφικού περιθλαστικού φράγματος στην γενική περίπτωση εκφράζεται από την παρακάτω σειρά Fourier:

$$\epsilon = \epsilon_{avg.} + \sum_{p=1}^{\infty} \epsilon_p^c \cos(p\vec{K} \cdot \vec{r}) + \sum_{p=1}^{\infty} \epsilon_p^s \sin(p\vec{K} \cdot \vec{r}) \quad (3.1)$$

όπου $\epsilon_{avg.}$ είναι η μέση επιτρεπτότητα, ϵ_p^c (ϵ_p^s), είναι η p -τάξης αρμονική συνημίτονου (ημιτόνου) και $\vec{r} = x\hat{x} + y\hat{y}$ είναι το άνυσμα θέσης. Στο Σχ. 3.2(β) φαίνεται ένα περιθλαστικό φράγμα επιφανειακής χάραξης 2-επιπέδων περιόδου $\Lambda = \Lambda_y$, filling factor F και δείκτη διάθλασης n_1 , n_2 για τα grooves και ridges αντίστοιχα. Η προσπίπτουσα δέσμη πεπερασμένου πλάτους που φαίνεται στο Σχ. 3.3 περιγράφεται από την συνάρτηση παραθύρου επίπεδου τετραγωνικού συνημίτονου (flat cosine-squared window) $g(y')$:

$$g(y') = \begin{cases} 1, & 0 \leq |y'| \leq \frac{W}{2}, \\ \cos^2 \left[\frac{|y'| - \frac{W}{2}}{2(D - \frac{W}{2})} \pi \right], & \frac{W}{2} \leq |y'| \leq D - \frac{W}{2}, \\ 0, & D - \frac{W}{2} \leq |y'| \leq \infty. \end{cases} \quad (3.2)$$



Σχήμα 3.3: Μορφή πεπερασμένης προσπίπτουσας δέσμης επίπεδου πλάτους W και ολικού πλάτους $(2D - W)$.

όπου W είναι το σταθερό πλάτος της δέσμης, $(2D - W)$ είναι το συνολικό μήκος της δέσμης, θ_{inc} είναι η γωνία πρόσπτωσης, και $y' = y \cos(\theta_{inc})$. Η προσπίπτουσα δέσμη πεπερασμένου πλάτους στο πεδίο του χρόνου ορίζεται από:

$$\vec{U}_{inc} = \hat{z}g(y')\text{Re}\{\exp(-j\vec{k} \cdot \vec{r}) \exp(j\omega t)\} \quad (3.3)$$

όπου \vec{U}_{inc} αναπαριστά το ηλεκτρικό ή το μαγνητικό άνωσμα για TE ή TM πόλωση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας αντίστοιχα. Επίσης $\vec{k} = k_0 n_1 (\hat{x} \cos \theta_{inc} + \hat{y} \sin \theta_{inc})$, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 είναι το μήκος κύματος του κενού και $\omega = 2\pi/\lambda_0$ όπου c είναι η ταχύτητα του φωτός στο κενό. Η συναρτησιακή μορφή της προσπίπτουσας δέσμης που περιγράφεται από την Εξ. (3.3) επιλέχθηκε ώστε η δέσμη να τείνει σε επίπεδο κύμα καθώς το πλάτος αυξάνει σε σχέση με το μήκος κύματος. Στην περίπτωση που η δέσμη τείνει σε επίπεδο κύμα είναι δυνατόν να συγκριθούν τα FDTD αποτελέσματα με τα αποτελέσματα της RCWA.

3.3 Υπολογισμός Περιθλαστικής Απόδοσης

Για την ανάλυση της επίδοσης των FNP περιθλαστικών φραγμάτων, υπολογίζεται η περιθλαστική απόδοση (DE) συγκεκριμένης περιθλαστικής τάξης. Η περιθλαστική απόδοση καθορίζεται από τις τιμές των πεδίων σε κατάσταση ισορροπίας (όπου χρονική εξάρτηση των πεδίων είναι: $e^{j\omega t}$). Η FDTD προσομοίωση πρέπει να διαρκέσει επαρκή αριθμό χρονικών βημάτων μέχρι να αποσβεστούν τα μεταβατικά πεδία (transient fields). Το σύνηθες κριτήριο είναι [102] ότι ο μέγιστος αριθμός χρονικών βημάτων της προσομοίωσης είναι 2-5 φορές ο αριθμός των χρονικών βημάτων που απαιτείται ώστε η προσπίπτουσα δέσμη να διασχίσει τη μέγιστη γεωμετρική διάσταση του περιθλαστικού φράγματος. Όταν η κατάσταση ισορροπίας έχει επιτευχθεί (με διέγερση δέσμης όπως στο Σχ. 3.3), κάθε κόμβος του πλέγματος έχει χρονικά αρμονική μεταβολή με την συχνότητα διέγερσης και με πλάτος και φάση χωρικά εξαρτώμενη. Σαν παράδειγμα το E_z πεδίο στην TE πόλωση, στον κόμβο (i, j) , $(E_z|_{i,j}^s)_{ss}$, θα είναι:

$$(E_z|_{i,j}^s)_{ss} = A|_{i,j} \cos(\omega n \Delta t + \phi|_{i,j}) \quad (3.4)$$

Η FDTD προσομοίωση παρέχει την χρονοσειρά τιμών του πεδίου $E_z|_{i,j}^s$ το οποίο σε κατάσταση ισορροπίας πρέπει να έχει την μορφή όπως η (3.4). Το πεδίο αποθηκεύεται την τελευταία χρονική περίοδο της προσομοίωσης και το πλάτος $A|_{i,j}$ και $\phi|_{i,j}$ η φάση της απόκρισης του πεδίου E_z στην κατάσταση ισορροπίας στον κόμβο εξάγεται από την ελαχιστοποίηση της συνάρτησης $f_{i,j}$:

$$f_{i,j}(A|_{i,j}, \phi|_{i,j}) = \sum_n \left| E|_{i,j}^n - (E|_{i,j}^n)_{ss} \right|^2 \quad (3.5)$$

ως προς τις $A|_{i,j}$, $\phi|_{i,j}$ (μέθοδος ελαχίστων τετραγώνων). Μ' αυτή την μέθοδο προσδιορίζεται ο φασιθέτης E_z στον κόμβο (i, j) . Ακολουθώντας την ίδια διαδικασία, για την TM πόλωση, προσδιορίζεται ο φασιθέτης του πεδίου H_z . Στα παρακάτω ο φασιθέτης σε TE ή TM πόλωση συμβολίζεται ως \hat{U} . Για τον υπολογισμό της περιθλαστικής απόδοσης DE , πρώτα το γωνιακό φάσμα F_i του πεδίου στην περιοχή i ($i = 1$ ή $i = 4$

στο Σχ. 3.1), προσδιορίζεται, χρησιμοποιώντας τον μετασχηματισμό Fourier [117]:

$$F_i(k_{ym}) = \sum_{q=0}^{N-1} \tilde{U}(x = x_i, q\Delta y) \exp[jk_{ym}(q\Delta y)] \quad (3.6)$$

όπου N είναι ο αριθμός σημείων δειγματοληψίας του πεδίου, $k_{ym} = 2m\pi/(N\Delta y)$ και $x = x_i$ ορίζει το επίπεδο παράλληλο στον y -άξονα που λαμβάνονται τα δείγματα του πεδίου. Η περιθλαστική ισχύς συγκεκριμένης περιθλαστικής τάξης p στην περιοχή i ($i = 1$ για οπίσθια-backward εννοώντας ότι x_i είναι στην περιοχή 1 ή 4 για εμπρόσθια-forward εννοώντας ότι x_i είναι στην περιοχή 4 στο Σχ. 3.1 αντίστοιχα) για TE και TM πόλωση, δίνεται από [39], [38]:

$$P_{i,p}^{TE} = \frac{\Delta y}{2N} \sum_{m=k_{1,y}-(p+1/2)K_y}^{k_{1,y}-(p-1/2)K_y} |F_i(k_{ym})|^2 \operatorname{Re} \left(\frac{k_{i,xm}^*}{\eta_i^* k_i^*} \right), \quad (3.7)$$

$$P_{i,p}^{TM} = \frac{\Delta y}{2N} \sum_{m=k_{1,y}-(p+1/2)K_y}^{k_{1,y}-(p-1/2)K_y} |F_i(k_{ym})|^2 \operatorname{Re} \left(\frac{k_{i,xm} \eta_i}{k_i} \right), \quad (3.8)$$

όπου $k_i = (2\pi/\lambda_0)n_i$ είναι το πλάτος του κυματανύσματος στην περιοχή i , $k_{i,xm} = (k_i^2 - k_{ym}^2)^{1/2}$, $\eta_i = (\mu_i/\epsilon_i)^{1/2}$, Re είναι το πραγματικό μέρος του μιγαδικού αριθμού, και $*$ είναι το μιγαδικό συζυγές. Επίσης $k_{1,y} = k_0 n_1 \sin(\theta_{inc})$ και $K_y = |\vec{K}| \sin \phi$. Έτσι οι περιθλαστικές αποδόσεις της p -οστής εμπρόσθιας-οπίσθιας τάξης ορίζονται ως $DE_p^f = P_{4,p}^{TE}/P_{inc}$, $DE_p^b = P_{1,p}^{TE}/P_{inc}$ αντίστοιχα. Οι περιθλαστικές αποδόσεις για την TM πόλωση ορίζονται αντίστοιχα.

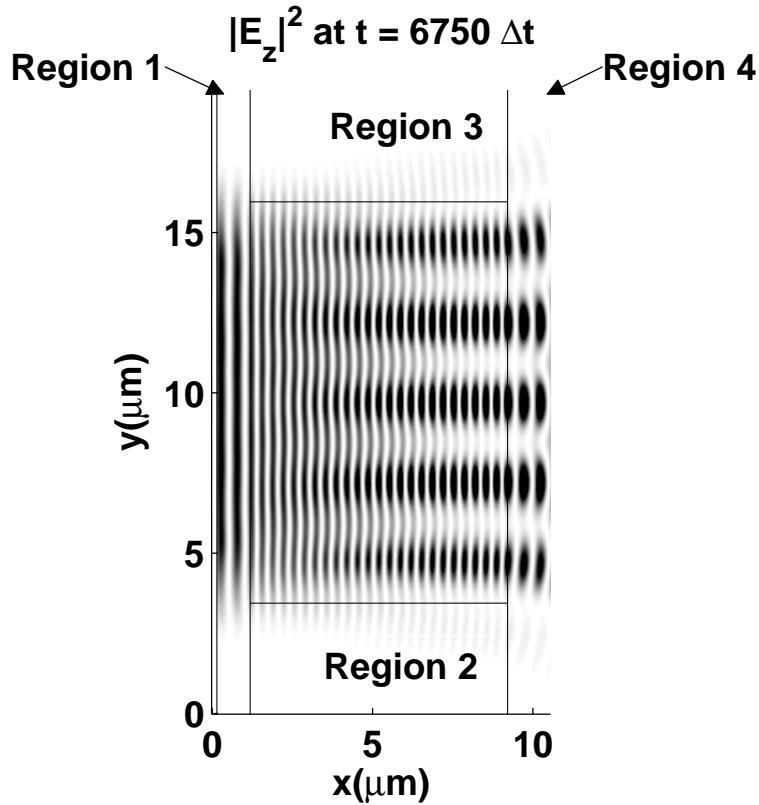
3.4 FDTD Αποτελέσματα

Λόγω απλότητας έχει μελετηθεί μόνο η περίπτωση κάθετα προσπίπτουσας δέσμης ($\theta_{inc} = 0$) για TE, TM πόλωση και για όλες τα περιθλαστικά φράγματα υπό μελέτη. Επίσης, σε όλες τις περιπτώσεις θεωρείται ότι το μήκος L κατά μήκος του y -άξονα των φραγμάτων (Σχ. 3.1) είναι ίσο με την παράμετρο D [Εξ. (3.2)] της προσπίπτουσας δέσμης. Η εξάρτηση της περιθλαστικής απόδοσης των περιθλαστικών φραγμάτων όταν το επίπεδο εύρος W της προσπίπτουσας δέσμης [Εξ. (2.2)] μεταβάλλεται ως προς μήκος L του περιθλαστικού φράγματος έχει μελετηθεί [117] χρησιμοποιώντας την FDFD μέθοδο. Γί αυτό σ' αυτή την εργασία έχει θεωρηθεί ότι $D = L$ και γίνεται σύγκριση των αποτελεσμάτων με τις διάφορες FDTD μεθόδους και με τα αποτελέσματα [117], [38]. Για την μελέτη της σύγκλισης της περιθλαστικής απόδοσης στα αποτελέσματα της RCWA για περιθλαστικά φράγματα άπειρου αριθμού περιόδων, το μήκος των περιθλαστικών φραγμάτων L μεταβάλλεται από 5 ως $30\Lambda_y$ σε βήματα των $5\Lambda_y$. Το μήκος κύματος της διέγερσης στο κενό είναι $\lambda_0 = 1\mu m$ για όλες τις περιπτώσεις. Ο δείκτης διάθλασης των περιοχών που περιβάλλουν το περιθλαστικό φράγμα είναι $n_1 = n_4 = 1$ για την περίπτωση του FNP ολογραφικού φράγματος και $n_1 = 1$, $n_2 = 1.5$ για τα φράγματα επιφανειακής διαμόρφωσης. Για όλα τα φράγματα οι δείκτες διάθλασης στις περιοχές 2, 3 είναι $n_2 = n_3 = 1.5$. Το ολογραφικό περιθλαστικό φράγμα έχει μέση επιτρεπτότητα $\epsilon_{avg.} = 2.25\epsilon_0$ και παράμετρο διαμόρφωσης $\epsilon_1^f = 0.06\epsilon_0$, όπου ϵ_0 είναι η επιτρεπτότητα του κενού, και έχει θεωρηθεί ότι όλες οι άλλες παράμετροι διαμόρφωσης στην Εξ. 3.1 είναι μηδέν. Οι παραπάνω παράμετροι αντιστοιχούν στο DuPont pho-

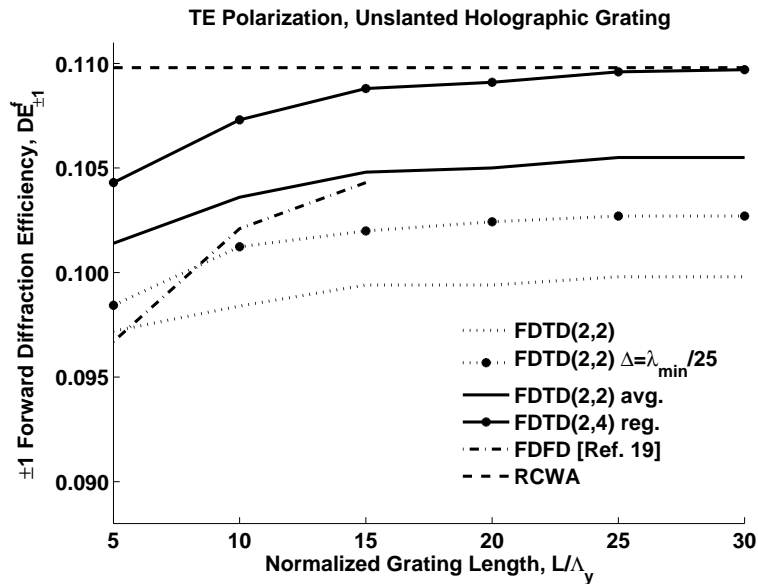
topolymer HRF600X15. Σύμφωνα με το συμβολισμό στα Σχ. 3.2(β), 3.2(γ), ο δείκτης διάθλασης των περιθλαστικών φραγμάτων διαμόρφωσης επιφανείας είναι $n_1 = 1$, $n_2 = 1.5$. Η ισχύς διέλευσης (ανάκλασης) υπολογίζεται από τα FDTD δεδομένα των ολικών (σχεδαζόμενων) πεδίων σε συγκεκριμένο επίπεδο, στο $x = x_i$, της περιοχής $i = (1, 4)$. Με τα παραπάνω FDTD δεδομένα οι φασιθέτες υπολογίζονται, και οι εν συνεχεία υπολογίζεται η περιθλαστική απόδοση δεδομένης περιθλαστικής τάξης σύμφωνα με τις εξισώσεις της παραγράφου 3.2. Η πυκνότητα των FDTD κελιών είναι 20 κελιά ανά ελάχιστο μήκος κύματος. Το χρονικό βήμα Δt για την FDTD(2,2) μέθοδο επιλέχθηκε κοντά στο όριο ευστάθειας Courant ($\Delta t = \min\{\Delta x, \Delta y\}/(2c)$) [102] και για την FDTD(2,4) μέθοδο το χρονικό βήμα είναι [102] $(6/7)\Delta t$. Το UPML αποτελείται από 10 κελιά με παραμέτρους, $k_w = 1$, $R(\theta = 0 \text{ deg.}) = \exp(-16)$ και $m = 4$. Η TF-SF επιφάνεια είναι μια γραμμή στην περιοχή 1 στο Σχ. 3.1, παράλληλη στον y -άξονα χωρίς να εισέρχεται στην περιοχή του UPML. Το βοηθητικό πλέγμα που παρέχει τα πεδία δεδομένα για την προσπίπτουσα δέση που χρειάζονται για τις TF-SF διορθώσεις, περιβάλλεται από το ίδιο UPML και έχει το ίδιο μήκος κατά τον y -άξονα όπως το κυρίως υπολογιστικό πλέγμα, όμως περιέχει μόνο 10 κελιά κατά τον x -άξονα. Για όλες τις περιπτώσεις στα παρακάτω, ο αριθμός των περιθλαστικών τάξεων που χρησιμοποιήθηκαν στην RCWA ήταν μεταξύ 15 και 33 για TE αλλά και για TM πόλωση, με τα περιθλαστικά φράγματα επιφανειακής διαμόρφωσης να χρειάζονται τον μεγαλύτερο αριθμό περιθλαστικών τάξεων για σύγκλιση. Επιπλέον χρησιμοποιήθηκε για καλύτερη σύγκλιση η RCWA με fast Fourier factorization [62], [67].

3.4.1 Ολογραφικά Περιθλαστικά Φράγματα

Εδώ παρουσιάζονται slanted και unslanted FNP ολογραφικά περιθλαστικά φράγματα. Ο σχεδιασμός τους είναι ίδιος όπως στην [117] ώστε να συγκριθούν οι FDTD και FDFD μέθοδοι για αυτές τις δομές. Για τα unslanted περιθλαστικά φράγματα η περιθλαστική περίοδος είναι $\Lambda = 2.5\mu m$ και το πάχος είναι $d = 8.0\mu m$. Στην [117] η πυκνότητα των κελιών είναι 20 και 25 κελιά ανά ελάχιστο μήκος κύματος για TE και TM πόλωση αντίστοιχα. Έχουν εφαρμοστεί κεντρικές διαφορές δευτέρης τάξης και τεχνικές αντιμετώπισης των ασυνεχειών επιτρεπτότητας δεν έχουν υλοποιηθεί. Το πάχος του UPML είναι $2\mu m$, η τάξη της πολυωνυμικής διαμόρφωσης της αγωγιμότητας είναι $m = 3$, και η μέγιστη αγωγιμότητα είναι $\sigma_{max} = 6.5 \times 10^4 S/m$. Υπολογίζονται οι περιθλαστικές αποδόσεις, $DE_{\pm 1}^f$, των εμπρόσθιας περιθλαστικής τάξης (που αντιστοιχούν σε γωνία περίθλασης $\pm 23.58 \text{ deg.}$) για TE και για TM πόλωση. Η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου $|E_z|^2$ της TE πόλωσης σε κατάσταση ισορροπίας φαίνεται στο Σχ. 3.4 (για όλο το υπολογιστικό χωρίο εκτός του UPML). Παρατηρείται διαφορά στην περιοδικότητα της έντασης λόγω της διαμόρφωσης του δείκτη διάθλασης. Σαν παράδειγμα, στις περιοχές 1 και 4 όπου ο δείκτης διάθλασης είναι $n = 1$, η περιοδικότητα της δομής του στάσιμου κύματος είναι $\sim \lambda_0/2 = 0.5\mu m$, ενώ μέσα στην περιοχή του περιθλαστικού φράγματος (περιοχή 3, $n = 1.5$) η περιοδικότητα είναι $\lambda_0/2n = 0.333\mu m$. Στο Σχ. 3.5 η ± 1 εμπρόσθια περιθλαστική απόδοση $DE_{\pm 1}^f$ παρουσιάζεται σαν συνάρτηση του μήκους του φράγματος (εκφρασμένη σε αριθμό περιόδων) για TE πόλωση και για πυκνότητα 20 κελιών ανά ελάχιστο μήκος κύματος. Η ακρίβεια της περιθλαστικής απόδοσης υπολογισμένη με την FDTD(2,2), αυξάνει καθώς το μέγεθος του κελιού μειώνεται. Αυτό παρατηρείται στο Σχ. 3.5 από την διαφορά μεταξύ των καμπυλών FDTD(2,2) και FDFD(2,2) (λ_{min}), όπου η τελευταία είναι με υψηλότερη πυκνότητα κελιών. Καλύτερα αποτελέσματα λαμβάνονται εάν

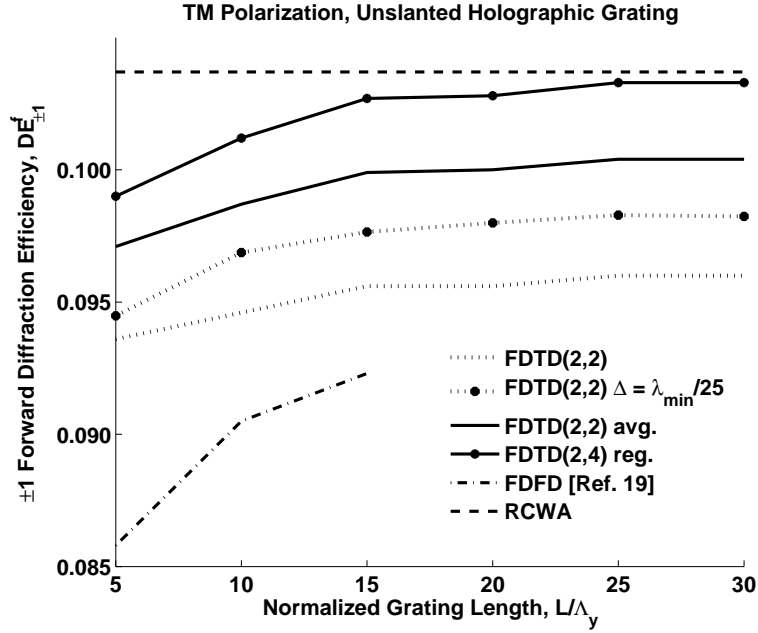


Σχήμα 3.4: Ενταση ηλεκτρικού πεδίου για unslanted ολογραφικό περιθλαστικό φράγμα με σε κατάσταση ισορροπίας για TE πόλωση. Οι περιοχές 1,2,3,4 καθώς και η περιοχή του περιθλαστικού φράγματος σημειώνονται για σύγκριση με το Σχ. 3.1.



Σχήμα 3.5: ± 1 εμπρόσθια περιθλαστική απόδοση για το unslanted ολογραφικό περιθλαστικό φράγμα σαν συνάρτηση του μήκους του φράγματος για TE πόλωση. συμβολίζει υψηλότερη πυκνότητα κελιών, δηλ. 25 κελία ανά ελάχιστο μήκος κύματος, ενώ όλες οι άλλες περιπτώσεις είναι για 20 κελία ανά ελάχιστο μήκος κύματος.

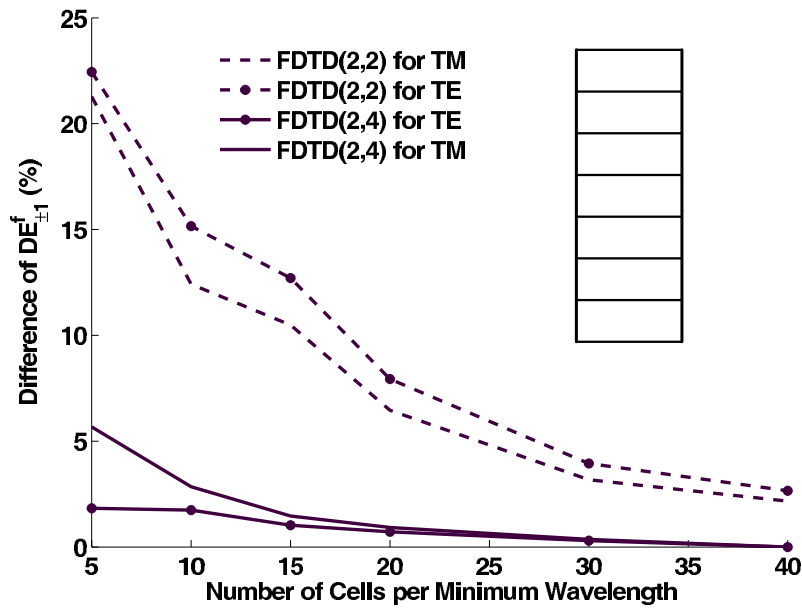
η μέθοδος ομαλοποίησης της επιτρεπτότητας (Εξ. 2.22, 2.23) χρησιμοποιηθεί στην FDTD(2,2) ακόμα και εάν η πυκνότητα των κελιών παραμείνει στα 20 κελιά ανά ελάχιστο μήκος κύματος. Τα καλύτερα αποτελέσματα λαμβάνονται με την FDTD(2,4) μέθοδο όπου η τοπική μέθοδος ομαλοποίησης έχει εφαρμοστεί για την ίδια πυκνότητα κελιών. Επιπλέον στο Σχ. 3.5, παρατηρείται η σύγκλιση προς το αποτέλεσμα της RCWA μεθόδου καθώς ο αριθμός των περιόδων του φράγματος αυξάνει. Ακόμα, παρατηρείται καλή συμφωνία των αποτελεσμάτων της FDFD [117] με την FDTD. Η [117] παρέχει αποτελέσματα για μήκος φράγματος μέχρι 15 περιόδους. Γι αυτό η FDFD καμπύλη στο Σχ. 3.5 δεν συνεχίζει μετά $L = 15\lambda_y$. Στο Σχ. 3.6 παρουσιάζονται



Σχήμα 3.6: ± 1 εμπρόσθια περιθλαστική απόδοση για το unslanted ολογραφικό περιθλαστικό φράγμα σαν συνάρτηση του μήκους του φράγματος για TM πόλωση. συμβολίζει υψηλότερη πυκνότητα κελιών, δηλ. 25 κελιά ανά ελάχιστο μήκος κύματος, ενώ όλες οι άλλες περιπτώσεις είναι για 20 κελιά ανά ελάχιστο μήκος κύματος.

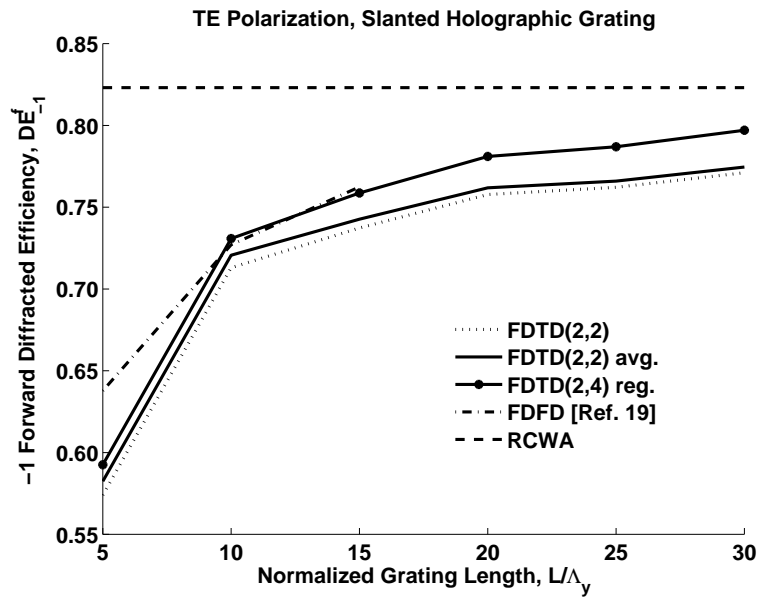
ζονται αποτελέσματα για το ίδιο unslanted περιθλαστικό φράγμα αλλά για TM πόλωση και παρατηρείται ότι η απόδοση των διαφόρων αριθμητικών μεθόδων είναι παρόμοιες με την TE περίπτωση. Η καλύτερη συμπεριφορά της FDTD(2,4) μεθόδου ως προς την FDTD(2,2) μέθοδο για TE και για TM πόλωση φαίνεται στο Σχ. 3.7. Στο Σχ. 3.7 η εξάρτηση της περιθλαστικής απόδοσης από την πυκνότητα των κελιών (για τις διάφορες FDTD μεθόδους και για TE και TM πόλωση) εκφράζεται σαν επί της εκατό (%) διαφορά σε σχέση με την περιθλαστική απόδοση της πιο ακριβούς FDTD(2,4) μεθόδου με πυκνότητα 40 κελιά ανά ελάχιστο μήκος κύματος. Ειδικότερα η επί της εκατό (%) διαφορά υπολογίζεται ως $100 \times [DE_{40\text{ Cells}}^{FDTD(2,4)} - DE_{N\text{ Cells}}^{FDTD(*,*)}] / [DE_{40\text{ Cells}}^{FDTD(2,4)}]$, όπου $DE_{40\text{ Cells}}^{FDTD(2,4)}$ είναι η $DE_{\pm 1}^f$ υπολογισμένη με την FDTD(2,4) με 40 κελιά ανά ελάχιστο μήκος κύματος και $DE_{N\text{ Cells}}^{FDTD(*,*)}$ είναι η $DE_{\pm 1}^f$ υπολογισμένη με την FDTD(*,*) με N κελιά ανά ελάχιστο μήκος κύματος. Παρατηρείται ότι ακόμα και για μικρή πυκνότητα κελιών η FDTD(2,4) μέθοδος είναι ασθενώς εξαρτημένη στην πυκνότητα των κελιών ενώ η FDTD(2,2) μέθοδος είναι ισχυρότερα εξαρτημένη και επιδεινώνεται σε μικρότερη πυκνότητα. Αυτό είναι σημαντικό στην ανάλυση μεγάλων (σχετικά με το μήκος κύματος του φωτός) περιθλαστικών δομών. Κυρίως στη τελευταία περίπτωση μέθοδος ανώτερης τάξης μπορεί να είναι υπολογιστικά περισσότερο συμφέρουσα χωρίς να

μειώνεται η ακρίβεια. Στην περίπτωση των slanted περιθλαστικών φραγμάτων η περιο-

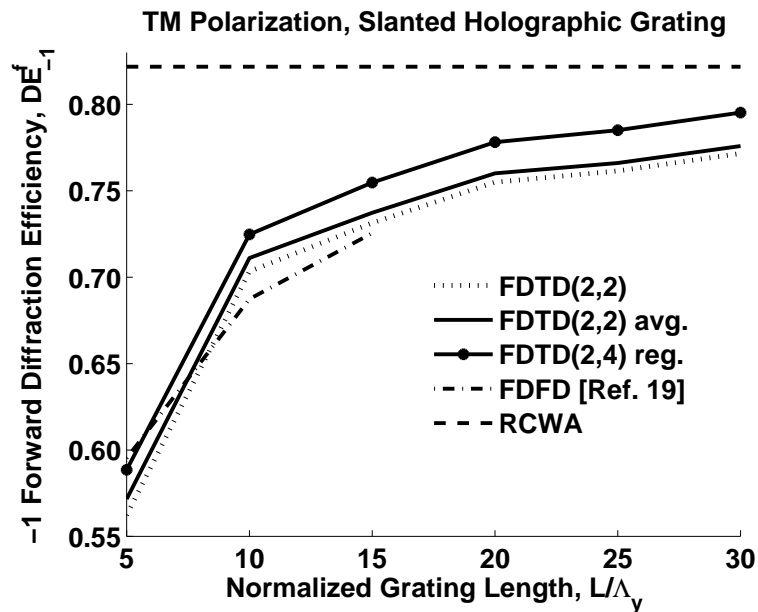


Σχήμα 3.7: Επί της εκατό διαφορά της ± 1 εμπρόσθια περιθλαστική απόδοση $DE_{\pm 1}^f$ του unslanted ολογραφικού περιθλαστικού φράγματος ($L = 15\Lambda_y$), υπολογισμένη με την με την FDTD μέθοδο για TE και TM πόλωση, σε σχέση με την $DE_{\pm 1}^f$ υπολογισμένη με την FDTD(2,4) μέθοδο για 40 κελιά ανά ελάχιστο μήκος κύματος.

δος είναι $\Lambda = 1.92\mu m$, η γωνία κλίσης είναι $\phi = 100^{\text{deg}}$, και το πάχος $d = 20\mu m$. Οι παραπάνω παράμετροι έχουν επιλεγεί ώστε η προσπίπτουσα δέσμη (εάν θεωρηθεί επίπεδο κύμα) να ικανοποιεί την συνθήκη Bragg -1 τάξης. Έτσι υπολογίζεται η DE_{-1}^f περιθλαστική απόδοση. Στο Σχ. 3.8 φαίνεται η -1 τάξης περιθλαστική απόδοση σαν συνάρτηση του μήκους του περιθλαστικού φράγματος για το slanted ολογραφικό φράγμα για TE πόλωση. Σ' αυτήν την περίπτωση η τεχνική ομαλοποίησης βελτιώνει λίγο την σύγκλιση της περιθλαστικής απόδοσης ως προς την κλασική FDTD(2,2) μέθοδο, όμως η FDTD(2,4) με την μέθοδο τοπικής ομαλοποίησης έχει την καλύτερη σύγκλιση προς στην περιθλαστική απόδοση της RCWA μεθόδου καθώς το μήκος του φράγματος αυξάνει. Η συμπεριφορά των διαφόρων αριθμητικών τεχνικών είναι ίδια για την TM πόλωση και παρουσιάζεται στο Σχ. 3.9. Καλή συμφωνία των FDTD και FDFD μεθόδων παρατηρείται επίσης και στην περίπτωση των slanted ολογραφικών φραγμάτων. Η συμφωνία στα slanted ολογραφικά φράγματα είναι φαινομενικά καλύτερη σε σύγκριση με την περίπτωση των unslanted ολογραφικών φραγμάτων, λόγω της μεγαλύτερης περιθλαστικής απόδοσης στα slanted ολογραφικά φράγματα και τις διαφορές κλίμακας στα Σχ. 3.5, 3.6, 3.8, 3.9. Οι μεγαλύτερη περιθλαστική απόδοση των slanted φραγμάτων είναι αποτέλεσμα των παραμέτρων σχεδιασμού όπου ικανοποιείται η συνθήκη Bragg για κάθετη προσπίπτουσα δέσμη. Γενικά οι FDTD και FDFD μέθοδοι διαφέρουν σημαντικά διότι η FDFD επιλύει την εξίσωση Helmholtz στο πεδίο των συχνοτήτων και η FDTD επιλύει τις εξισώσεις Maxwell στο πεδίο του χρόνου. Επιπλέον η FDTD χρησιμοποιεί staggered πλέγμα και απαιτεί σχετικά μεγάλο αριθμό χρονικών βημάτων (6750 για το unslanted και 10799 για το slanted ολογραφικό φράγμα, και για μήκος φράγματος $L = 5\Lambda_y$). Η FDFD χρησιμοποιεί collocated πλέγμα και απαιτεί την επίλυση μεγάλου μιγαδικού γραμμικού συστήματος (241794 για το unslanted και 337134 για το slanted περιθλαστικό φράγμα και για μήκος $L = 5\Lambda_y$) και συνήθως είναι πιο



Σχήμα 3.8: -1 εμπρόσθια περιθλαστική απόδοση DE_{-1}^f του *slanted* ολογραφικού περιθλαστικού φράγματος, σαν συνάρτηση του μήκους του περιθλαστικού φράγματος, για *TE* πόλωση.



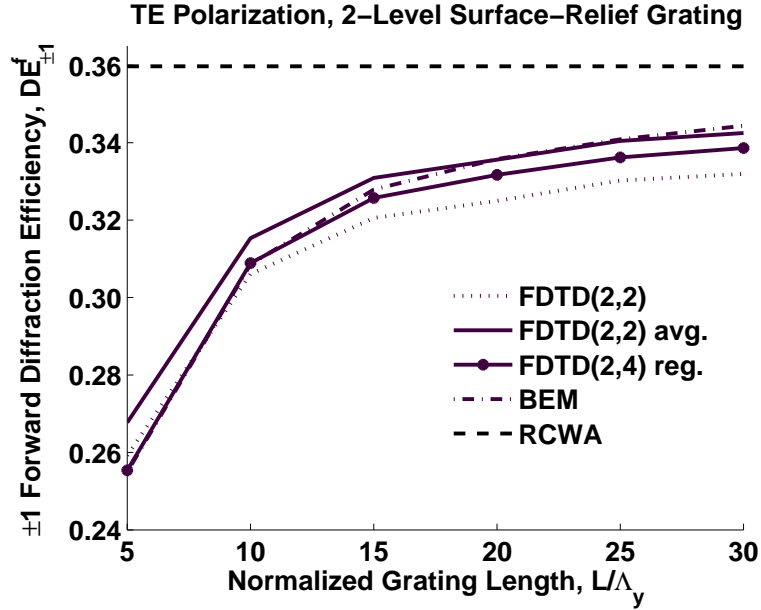
Σχήμα 3.9: -1 εμπρόσθια περιθλαστική απόδοση DE_{-1}^f του *slanted* ολογραφικού περιθλαστικού φράγματος, σαν συνάρτηση του μήκους του περιθλαστικού φράγματος, για *TM* πόλωση.

χρονοβόρα μέθοδος συγκριτικά με την FDTD μέθοδο. Στην [117] αναφέρεται ότι οι χρόνοι εκτέλεσης (σε HP J-5000 workstation) της FDFD μεθόδου (χρησιμοποιώντας την μέθοδο conjugate-gradient για την επίλυση του γραμμικού συστήματος) ήταν από 7-25 ώρες, όπου η FDFD εφαρμόστηκε σε FORTRAN. Οι χρόνοι εκτέλεσης της FDTD μεθόδου (η οποία υλοποιήθηκε σε MATLAB σε PC με επεξεργαστή 2.4GHz core2duo) ήταν μεταξύ μερικών λεπτών (16min) ως μερικές ώρες (8.5h) για τα ίδια ολογραφικά φράγματα.

3.4.2 Περιθλαστικά Φράγματα Επιφανειακής Διαμόρφωσης

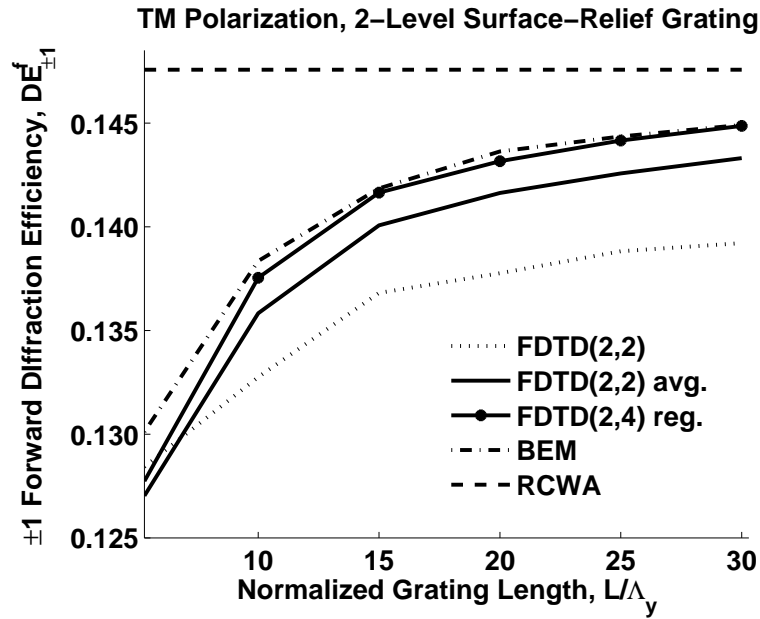
Οι παράμετροι των φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης είναι οι ίδιοι όπως στην [38], όπου η BEM μέθοδος χρησιμοποιείται για σύγκριση με την FDTD μέθοδο. Η BEM χρησιμοποιεί επιφανειακά στοιχεία δεύτερης τάξης με μέγεθος στοιχείων μικρότερο από $\lambda_{\min}/10$, γεγονός που εγγυάται σύγκλιση για όλες τις υπό μελέτη περιθλαστικές αποδόσεις. Το πάχος του φράγματος επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων είναι $d = 0.63\mu m$, η περίοδος είναι $\Lambda = 0.9428\mu m$, και ο filling factor είναι $F = 0.5$. Γί αυτό το σχεδιασμό η ± 1 εμπρόσθια περιθλαστική τάξη έχει περιθλαστική γωνία 45deg. μέσα στο γυαλί ($n = 1.5$). Η ± 1 εμπρόσθια περιθλαστική τάξη για την TE πόλωση φαίνεται στο Σχ. 3.10. Παρατηρείται ότι η FDTD(2,2) με την ομαλοποίηση της επιτρεπτότητας και η FDTD(2,4) με την τοπική ομαλοποίηση της επιτρεπτότητας είναι καλύτερες από την κλασσική FDTD(2,2) όσο αναφορά την σύγκλιση στην περιθλαστική απόδοση της RCWA και οι τιμές της περιθλαστικής απόδοσης είναι κοντύτερα στις αντίστοιχες BEM τιμές. Οι ± 1 τιμές της εμπρόσθιας περιθλαστικής απόδοσης $DE_{\pm 1}^f$ για την TM πόλωση του φράγματος επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων φαίνονται στο Σχ. 3.11. Παρόμοια συμπεριφορά με την TE πόλωση παρατηρείται ανάμεσα στις διάφορες FDTD μεθόδους. Γενικά η βελτίωση των διαφορών μεθόδων ομαλοποίησης ή των FDTD μεθόδων ανώτερης τάξης είναι της τάξης 1%-5% σε απόλυτη απόδοση περίθλασης, (ή 3%-15% σε σχετική απόδοση περίθλασης). Αυτή η βελτίωση είναι παρόμοια με αυτή που παρατηρείται για τα ολογραφικά φράγματα που παρουσιάστηκαν προηγουμένως. Γενικά όσο μεγαλύτερες διαστάσεις έχει η περιθλαστική δομή, τόσο περισσότερο λάθος αριθμητικής διασποράς συσσωρεύεται. Φυσικά η κλασσική FDTD(2,2) έχει το μεγαλύτερο λάθος αριθμητικής διασποράς [102], [88] και γί αυτό η απόδοση της είναι πάντα υποδεέστερη της FDTD(2,4) ή ακόμα και της FDTD(2,2) με ομαλοποίηση της επιτρεπτότητας. Παρ' όλα αυτά η πιο σημαντική παράμετρος είναι η πυκνότητα των κελιών ανά ελάχιστου μήκους κύματος, όπως φαίνεται στο Σχ. 3.7 (για το unslanted ολογραφικό φράγμα) και στο Σχ. 3.12 (για το φράγμα επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων). Έτσι για μικρότερη πυκνότητα πλέγματος, η απόδοση της κλασσικής FDTD(2,2) επιδεινώνεται καθώς το μήκος της περιθλαστικής δομής αυξάνει. Σαν παράδειγμα, στην περίπτωση του unslanted ολογραφικού φράγματος (με $\Lambda = 2.5\mu m = \Lambda_y$, $d = 8\mu m$, και $L = 15\Lambda_y$) η σχετική διαφορά σε περιθλαστική απόδοση μεταξύ της FDTD(2,2) και FDTD(2,4) είναι 20% όταν η πυκνότητα κελιών είναι 5 κελιά ανά ελάχιστο μήκος κύματος (Σχ. 3.7 για TE πόλωση). Στην περίπτωση του φράγματος επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων (με $\Lambda = 0.9428\mu m = \Lambda_y$, $d = 0.63\mu m$, και $L = 15\Lambda_y$) η σχετική διαφορά μεταξύ της

FDTD(2,2) και της FDTD(2,4) είναι 7% όταν η πυκνότητα πλέγματος είναι 5 κελιά ανά ελάχιστο μήκος κύματος (Σχ. 3.12 για TE πόλωση). Η μικρότερη σχετική διαφορά μεταξύ της FDTD(2,2) και της FDTD(2,4) μεθόδου στη περίπτωση φράγματος επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων μπορεί να είναι λόγω των μονοπλευρικών τελεστών για τα πλεγματικά σημεία των επιφανειών επιτρεπτότητας όπου δεν έχουν εφαρμοστεί στην FDTD(2,4) μέθοδο. Η τελευταία περίπτωση που αναλύεται είναι για φράγμα επιφανειακής διαμόρφωσης 8-επιπέδων παρόμοιο με αυτό στην [38]. Το επιφανειακής διαμόρφωσης φράγμα είναι μια προσέγγιση του ασυμμετρικού επιφανειακής-διαμόρφωσης φράγματος με τριγωνικό προφίλ, περιόδου $\Lambda = 0.9428\mu m$ και ύψους $d = 1.09\mu m$.

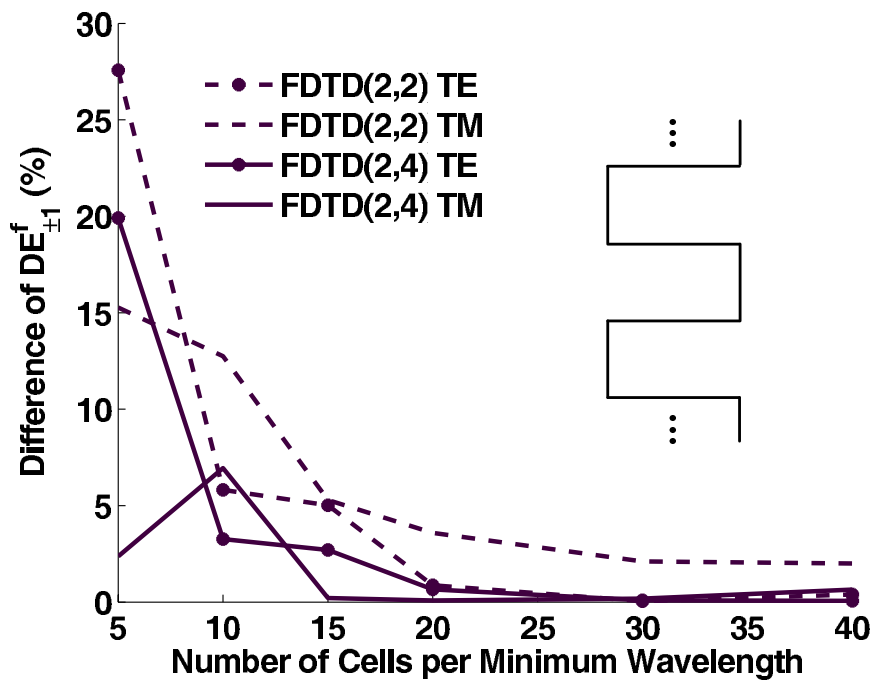


Σχήμα 3.10: -1 εμπρόσθια περιθλαστική απόδοση DE_{-1}^f του περιθλαστικού φράγματος επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων, σαν συνάρτηση του μήκους του περιθλαστικού φράγματος, για TE πόλωση.

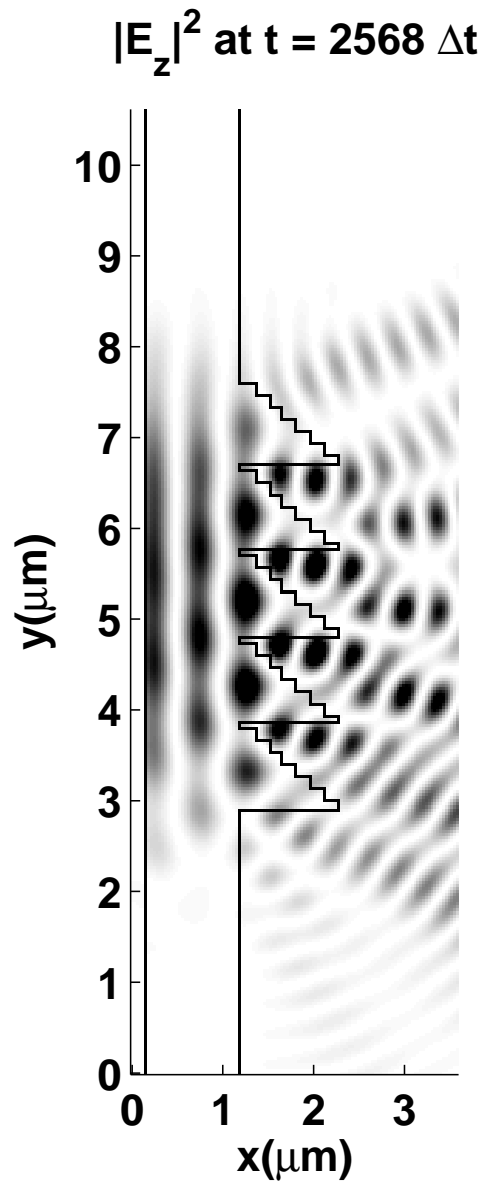
Το επιφανειακής διαμόρφωσης φράγμα 8-επιπέδων περιγράφεται πλήρως εάν τα filling factors F_i και τα πάχη d_i ($i = 1, 2, \dots, 7$) κάθε βήματος (σύμφωνα με το Σχ. 3.2(γ)) είναι δοσμένα. Αρχίζοντας από το πάνω επίπεδο τα filling factors είναι: $F_1 = 0.071$, $F_2 = 0.214$, $F_3 = 0.357$, $F_4 = 0.50$, $F_5 = 0.643$, $F_6 = 0.786$, $F_7 = 0.929$, ενώ όλα τα βήματα είναι ίδιου πάχους $d_i = 1.09/7 = 0.156\mu m$. Όπως στο προηγούμενο φράγμα 2-επιπέδων, οι περιθλαστικές γωνίες των $+1$, -1 , τάξεων περίθλασης είναι $\pm 45\text{deg}$. στο γυαλί. Παρόλα αυτά αφού το φράγμα είναι κεκλιμένο η $+1$ εμπρόσθια απόδοση είναι πολύ μεγαλύτερη από την -1 εμπρόσθια απόδοση. Η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου $|E_z|^2$ αυτού του φράγματος μήκους $L = 5\Lambda$ φαίνεται στο Σχ. 3.13. Παρατηρείται ότι το φράγμα επιφανειακής διαμόρφωσης περιθλά το φως ισχυρότερα εν σύγκριση με το ολογραφικό φράγμα στο Σχ.3.4 διότι στο φράγμα επιφανειακής διαμόρφωσης η επιτρεπτότητα έχει ισχυρότερη χωρική μεταβολή σε σχέση με το ολογραφικό φράγμα. Επιπλέον λόγω της ασυμμετρίας του προφίλ του, η $+1$ εμπρόσθια περιθλαστική τάξη είναι ισχυρότερη από την -1 τάξη δημιουργώντας μία ασυμμετρική ένταση περιθλώμενης ακτινοβολίας. Στο Σχ. 3.14 και 3.15, παρουσιάζεται η $+1$ εμπρόσθια περιθλώμενη απόδοση για το φράγμα επιφανειακής διαμόρφωσης 8-επιπέδων. Αυτό το φράγμα έχει γεωμετρικά χαρακτηριστικά σημαντικά μικρότερα του μήκους κύματος και απαιτεί



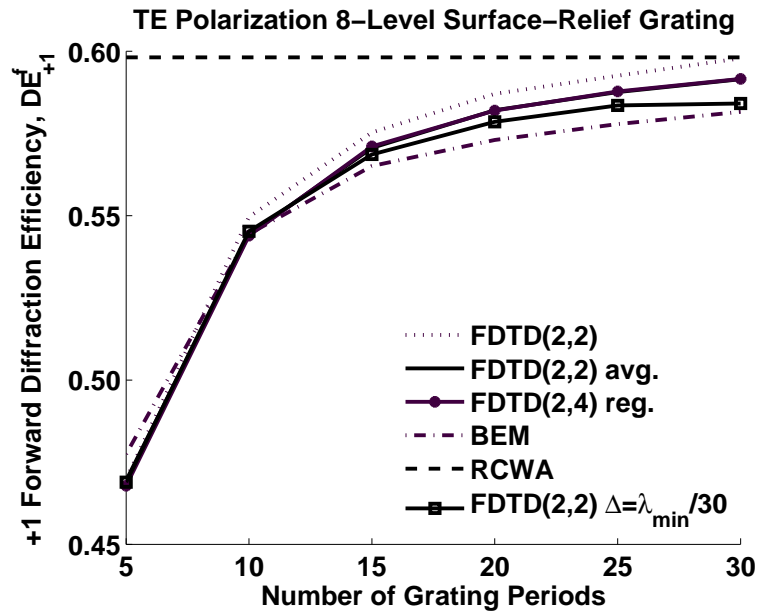
Σχήμα 3.11: ± 1 εμπρόσθια περιθλαστική απόδοση DE_{-1}^f του περιθλαστικού φράγματος επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων, σαν συνάρτηση του μήκους του περιθλαστικού φράγματος, για TM πόλωση.



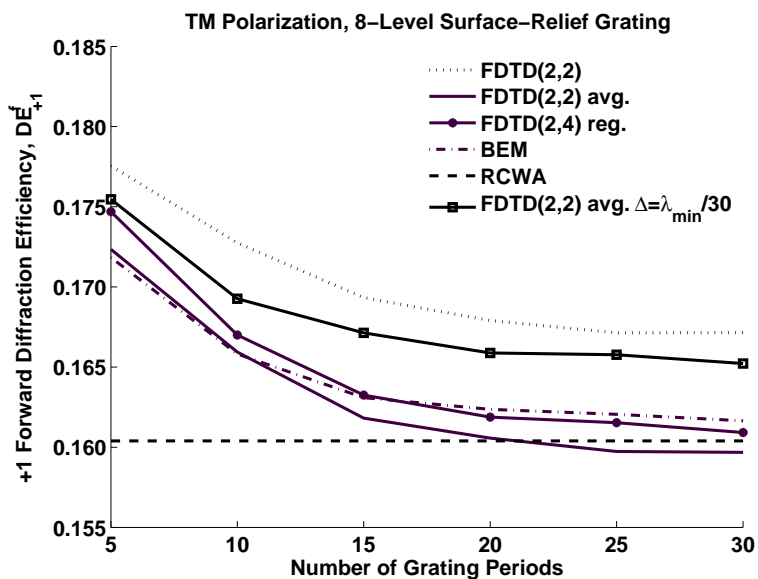
Σχήμα 3.12: Διαφορά (%) της ± 1 εμπρόσθιας περιθλαστικής απόδοσης $DE_f^{\pm 1}$ του φράγματος επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων ($L = 15\Lambda$) υπολογισμένης με την FDTD μέθοδο σε σχέση με την $DE_f^{\pm 1}$ υπολογισμένη με την BEM μέθοδο για το φράγμα επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων για TE και TM πόλωση.



Σχήμα 3.13: Ένταση ηλεκτρικού πεδίου για το ασυμμετρικό φράγμα επιφανειακής διαμόρφωσης 8-επιπέδων ($L = 5\lambda$) σε κατάσταση ισορροπίας για TE πόλωση. Το σύστημα βρίσκεται σε κατάσταση ισορροπίας μετά από 2568 χρονικά βήματα.



Σχήμα 3.14: +1 εμπρόσθια περιθλαστική απόδοση DE_{+1}^f για το επιφανειακής διαμόρφωσης φράγμα με 8-επίπεδων σαν συνάρτηση του μήκους του φράγματος για TE πόλωση. Τα FDTD(2,2) και FDTD(2,4) αποτελέσματα είναι σχεδόν όμοια στην κλίμακα του σχήματος. $\Delta x, \Delta y \simeq \Delta = \lambda_{min}/30$ είναι για υψηλότερη πυκνότητα πλέγματος, δηλαδή για 30 κελιά ανά ελάχιστο μήκος κύματος, ενώ όλες οι άλλες περιπτώσεις είναι για 20 κελιά ανά μήκος κύματος.



Σχήμα 3.15: +1 εμπρόσθια περιθλαστική απόδοση DE_{+1}^f για το επιφανειακής διαμόρφωσης φράγμα με 8-επίπεδων σαν συνάρτηση του μήκους του φράγματος για TM πόλωση. Τα FDTD(2,2) και FDTD(2,4) αποτελέσματα είναι σχεδόν όμοια στην κλίμακα του σχήματος. $\Delta x, \Delta y \simeq \Delta = \lambda_{min}/30$ είναι για υψηλότερη πυκνότητα πλέγματος, δηλαδή για 30 κελιά ανά ελάχιστο μήκος κύματος, ενώ όλες οι άλλες περιπτώσεις είναι για 20 κελιά ανά μήκος κύματος.

μεγάλη πυκνότητα κελιών (μεγαλύτερη των 20 που έχει χρησιμοποιηθεί σ' αυτή την ανάλυση) ώστε αυτά τα χαρακτηριστικά να αναπαρασταθούν με ακρίβεια. Γι' αυτό η κλασσική FDTD(2,2) καμπύλη τείνει σε τιμή μεγαλύτερη (overshoot) αυτής της RCWA. Αυτό υποστηρίζεται από τις καμπύλες FDTD(2,2) με υψηλότερη πυκνότητα κελιών, $\Delta = \lambda_{min}/30$, που φαίνονται στο Σχ. 3.14 (TE πόλωση) και Σχ. 3.15 (TM πόλωση). Η καμπύλες με υψηλότερη πυκνότητα κελιών δεν παρουσιάζουν overshoot. Παρόλα αυτά η FDTD(2,4) καμπύλη συμπεριφέρεται καλύτερα και είναι κοντύτερα στην BEM καμπύλη. Παρόμοια αποτελέσματα παρατηρούνται στο Σχ. 3.15 (TM πόλωση) για την FDTD(2,2) μέθοδο με την τεχνική της ομαλοποίησης επιτρεπτότητας, το οποίο επίσης οφείλεται στην χαμηλή πυκνότητα κελιών. Και στις 2 πολώσεις η μέθοδος της ομαλοποίησης της επιτρεπτότητας βελτιώνει την FDTD(2,2) με το να πλησιάζουν η περιθλαστική απόδοση στα αντίστοιχα BEM αποτελέσματα. Σε όλες τις περιπτώσεις των φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης η FDTD(2,4) με την τεχνική της τοπικής ομαλοποίησης της επιδεκτικότητας, συμπεριφέρεται καλύτερα από τις άλλες FDTD μεθόδους με το να παρέχει περιθλαστικές αποδόσεις κοντύτερα στις αντίστοιχες από την BEM μέθοδο και με το να συγκλίνει καλύτερα στις RCWA τιμές καθώς το μήκος των φραγμάτων αυξάνει. Για να δοθεί πληροφορία για την -1 εμπρόσθια περιθλαστική τάξη και να φανεί ποσοτικά η ασυμμετρία στην επίδοση του φράγματος με τα δ -επίπεδα, οι αριθμητικές τιμές των ± 1 περιθλαστικών αποδόσεων παρουσιάζονται στους πίνακες 1, 2 για TE και TM πολώσεις αντίστοιχα.

Πίνακας 3.1: Εμπρόσθια απόδοση περίθλασης $DE_{\pm 1}^f$ για περιθλαστικό φράγμα επιφανειακής διαμόρφωσης δ -επιπέδων (TE Πόλωση)

FDTD						
DE^f	$D = L$	FDTD(2,2)		FDTD(2,4)		RCWA ^b
		FDTD(2,2)	avg.	reg.	BEM ^a	
+1	5 Λ	0.4699	0.4695	0.4679	0.4775	0.5982
-1	5 Λ	0.1134	0.1206	0.1159	0.1127	0.1341
+1	10 Λ	0.5496	0.5443	0.5439	0.5444	0.5982
-1	10 Λ	0.1287	0.1362	0.1324	0.1266	0.1341
+1	15 Λ	0.5753	0.5706	0.5711	0.5651	0.5982
-1	15 Λ	0.1336	0.1405	0.1372	0.1300	0.1341
+1	20 Λ	0.5871	0.5821	0.5820	0.5731	0.5982
-1	20 Λ	0.1338	0.1410	0.1379	0.1307	0.1341
+1	25 Λ	0.5926	0.5876	0.5878	0.5779	0.5982
-1	25 Λ	0.1337	0.1414	0.1386	0.1317	0.1341
+1	30 Λ	0.5979	0.5915	0.5916	0.5816	0.5982
-1	30 Λ	0.1347	0.1422	0.1394	0.1323	0.1341

^a: [38], ^b: [28], [75], [76]

Πίνακας 3.2: Εμπρόσθια απόδοση περιθλασης $DE_{\pm 1}^f$ για περιθλαστικό φράγμα επιφανειακής διαμόρφωσης δ -επιπέδων (TM Πόλωση)

FDTD						
DE^f	$D = L$	FDTD(2,2)		FDTD(2,4)		RCWA ^b
		FDTD(2,2)	avg.	reg.	BEM ^a	
+1	5 Λ	0.1951	0.1847	0.1894	0.1837	0.1608
-1	5 Λ	0.0363	0.0329	0.0364	0.0324	0.0193
+1	10 Λ	0.1855	0.1719	0.1740	0.1716	0.1608
-1	10 Λ	0.0294	0.0284	0.0286	0.0258	0.0193
+1	15 Λ	0.1787	0.1636	0.1665	0.1662	0.1608
-1	15 Λ	0.0300	0.0265	0.0261	0.0234	0.0193
+1	20 Λ	0.1758	0.1611	0.1638	0.1647	0.1608
-1	20 Λ	0.0263	0.0251	0.0253	0.0222	0.0193
+1	25 Λ	0.1743	0.1595	0.1631	0.1641	0.1608
-1	25 Λ	0.0256	0.0239	0.0245	0.0216	0.0193
+1	30 Λ	0.1743	0.1593	0.1618	0.1633	0.1608
-1	30 Λ	0.0253	0.0239	0.0241	0.0212	0.0193

^a: [38], ^b: [28], [75], [76]

3.5 Συμπεράσματα

Με χρήση των FDTD(2,2) και FDTD(2,4) έχουν μελετηθεί FNP ολογραφικά και επιφανειακής διαμόρφωσης περιθλαστικά φράγματα. Αυτές οι μέθοδοι συγκρίθηκαν με άλλες μεθόδους ακριβείας όπως η FDFD για τα ολογραφικά φράγματα (σύμφωνα με την [117]) και την BEM για τα φράγματα επιφανειακής διαμόρφωσης (σύμφωνα με την [39]). Επιπλέον οι παραπάνω μέθοδοι συγκρίθηκαν με την RCWA καθώς ο αριθμός των περιόδων αυξάνει.

Παρατηρήθηκε ότι η FDTD(2,4) επέδειξε βελτιωμένη ακρίβεια ως προς την FDTD(2,2) μέθοδο για ολογραφικά αλλά και επιφανειακής διαμόρφωσης φράγματα. Αυτή η βελτίωση είναι πιο εμφανείς [102], [88] κυρίως σε μεγάλες δομές (συγκρινόμενες με το μήκος κύματος) όπως το slanted και unslanted ολογραφικά φράγματα, διότι σ' αυτές τις δομές τα σφάλματα συσσωρεύονται περισσότερο αφού περισσότερες χρονικά βήματα απαιτούνται για την επίτευξη κατάστασης ισορροπίας, και τα σφάλματα φάσης από διασπορά και ανισοτροπία της FDTD(2,2) μπορούν να είναι σημαντικά εκτός και εάν χρησιμοποιηθεί υψηλή πυκνότητα κελιών. Επίσης η FDTD(2,4) μπορεί να είναι ακριβής ακόμα και για πλέγμα με χαμηλή πυκνότητα κελιών όπου η ακρίβεια της FDTD(2,2) επιδεινώνεται σημαντικά. Αυτό σημαίνει ότι είναι δυνατόν να μελετηθούν μεγάλες δομές με αραιότερο πλέγμα από αυτό της FDTD(2,2) και παρόμοια αποτελέσματα να ληφθούν με σημαντική οικονομία στον υπολογιστικό χρόνο. Έχει επίσης παρατηρηθεί ότι τεχνικές ομαλοποίησης των ασυνεχειών της επιτρεπτότητας βελτιώνουν τα FDTD(2,2) αποτελέσματα. Αυτές οι τεχνικές [44] διατηρούν την ακρίβεια δεύτερης τάξης της FDTD(2,2). Οι ασυνέχειες της επιτρεπτότητας έχουν αντιμετωπιστεί και στη

περίπτωση της FDTD(2,4) με την μέθοδο της τοπικής ομαλοποίησης της επιτρεπτότητας. Για τα φράγματα επιφανειακής διαμόρφωσης όπου υπάρχουν πολλές γωνίες στα σύνορα μεταξύ περιοχών, οι περιοχές ομαλοποίησης αλληλοκαλύπτονται και αφού, σύμφωνα με ότι γνωρίζουμε δεν υπάρχει διαθέσιμη θεωρία, στις περιοχές αλληλοκαλύψεως χρησιμοποιείται η αριθμητική μέση τιμή της επιτρεπτότητας των δυο διαφορετικών περιοχών ομαλοποίησης. Αυτή η τεχνική εφαρμόζεται σε πολύ λίγους κόμβους των συνοριακών γωνιών αφού για καλύτερα αποτελέσματα [4] οι περιοχές ομαλοποίησης έχουν έκταση 2 – 3 κόμβους από κάθε πλευρά του συνόρου.

Τα κελιά που χρησιμοποιήθηκαν είχαν διαφορετική διάσταση κατά τις x , y , διευθύνσεις ώστε οι συνοριακές επιφάνειες των πλεγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης 2 και 8 επιπέδων να περνούν από πλεγματικά σημεία. Έτσι έχουν αποφευχθεί διορθώσεις στο εσωτερικό του κελιού (subcell-corrections). Αυτό είναι εφικτό για την γεωμετρία των φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης 2 και 8 επιπέδων στο Σχ. 3.2 αλλά όχι για φράγμα γενικής μορφής. Τότε πρέπει να χρησιμοποιηθούν subcell-corrections [102] και τεχνικές ομαλοποίησης με συντελεστές βαρύτητας [44]. Είναι επίσης δυνατό να μελετηθεί με τις παραπάνω τεχνικές η συμπεριφορά ολογραφικών και επιφανειακής διαμόρφωσης φραγμάτων η συνδυασμοί αυτών σε διατάξεις κυματοδήγησης όπως οι συζεύκτες περιθλαστικών φραγμάτων για οπτικές διασυνδέσεις [115] όπου οι τεχνικές FDTD ανώτερης τάξης αναμένεται να αποδίδουν καλύτερα από την κλασική FDTD λόγω του μεγάλου μεγέθους αυτών των δομών. Αυτό είναι το αντικείμενο του επόμενου κεφαλαίου.

Κεφάλαιο 4

Συζεύκτες Εξόδου Οπτικών Κυματοδηγών Περιθλαστικών Φραγμάτων: FDTD Ανάλυση

Συζεύκτες εξόδου οπτικών κυματοδηγών περιθλαστικών φραγμάτων αναλύονται με χρήση της FDTD μεθόδου 2^{ης} και 4^{ης} τάξης. Χρησιμοποιήθηκε ο TF-SF φορμαλισμός και τεχνικές ομαλοποίησης των ασυνεχειών της επιτρεπτότητας. Ολογραφικοί (VHGC: Volume Holographic Grating Couplers) αλλά και περιθλαστικοί συζεύκτες επιφανειακής διαμόρφωσης (SRGC: Surface Relief Grating Couplers) έχουν αναλυθεί για TE και TM πόλωση. Τα αποτελέσματα της FDTD 2ης και 4ης τάξης συγκρίνονται ως προς την ακρίβεια και το υπολογιστικό κόστος. Επιπλέον τα FDTD αποτελέσματα συγκρίνονται με τα προσεγγιστικά αποτελέσματα της αυστηρής ανάλυσης συζευγμένων κυμάτων σε συνδυασμό με την προσέγγιση διαρρέοντος ρυθμού (Rigorous Coupled Wave Analysis/Leaky Mode: RCWA/LM).

4.1 Εισαγωγή

Οι περιθλαστικοί συζεύκτες έχουν πολλές εφαρμογές στην ολοκληρωμένη οπτική, και έτσι για την μελέτη της απόδοσης τους έχουν παρουσιαστεί στην βιβλιογραφία διάφορες αριθμητικές τεχνικές. Οι Peng *et al.* [104], [105] χρησιμοποίησαν ανάλυση ρυθμών (modal analysis) σε συνδυασμό με την προσέγγιση διαρρέοντος ρυθμού (leaky mode), για την ανάλυση SRGC, για TE και TM πόλωση. Οι Tamir και Peng [103] μελέτησαν τους παραμέτρους διαρροής σχετιζόμενες με την περιθλαστική απόδοση των SRGC σαν συνάρτηση των παραμέτρων σχεδιασμού με βάση θεωρία διαταραχών. Οι Izhaky και Hardy [45], [46] πρότειναν έναν ενοποιημένο φορμαλισμό σύζευξης ρυθμών, για την μελέτη της επίδοσης SRGC. Οι Borsboom και Frankena [12], [11] χρησιμοποίησαν μία αναπαράσταση του ρυθμού σε περιοχές του κυματοδηγού σε σχέση με πίνακες σκέδασης (scattering matrices) για να αναλύσουν την απόδοση SRGC πεπερασμένου μήκους. Οι Dinesen και Hesthaven [21], [22] μία μέθοδο μεταβολών επιφανείας για την

ανάλυση άπειρων περιοδικών και πεπερασμένων απεριοδικών SRGC σε δισδιάστατες και τρισδιάστατες δομές. Οι Lalanne *et al.* [62], [63] εφάρμοσαν μία μέθοδο Fourier ανάλυσης ρυθμών για την ανάλυση SRGC.

Οι περισσότερες από τις παραπάνω μεθόδους είναι κατάλληλες μόνο για SRGC και έτσι παρουσιάζονται στην βιβλιογραφία. Όμως οι VHGC (Volume Holographic Grating Couplers), που προτάθηκαν πρώτη φορά από του Kogelnik και Sosnowski [55], παρέχουν υψηλή περιθλαστική απόδοση αλλά και προτιμητέα διεύθυνση σύζευξης. Επιπλέον η χρήση φωτοπολυμερών για VHGC απλοποιεί την διαδικασία κατασκευής καθώς δεν χρειάζονται πολλά στάδια χημικής επεξεργασίας και χάραξης. Διάφοροι συγγραφείς έχουν προτείνει μεθόδους για την μελέτη VHGC. Οι Harris *et al.* [37] χρησιμοποίησαν μία τροποποιημένη προσέγγιση Born, την μέθοδο WKB, και το θεώρημα αμοιβαιότητας (reciprocity theorem) για την ανάλυση VHGC χωρίς να επιλύουν αυστηρά τις Εξ. Maxwell στην περιοχή του περιθλαστικού φράγματος. Η προσέγγιση των Peng *et al* [105] εφαρμόστηκε σε VHGC με ημιτονοειδή μεταβολή της επιτρεπτότητας του περιθλαστικού φράγματος. Οι Ogawa και Chang [80] χρησιμοποίησαν θεωρία διαταραχών για την ανάλυση slanted και unslanted VHGC αλλά όμως μόνο για TE πόλωση. Οι Wang και Dilaura [113] εφάρμοσαν μια μέθοδο διαχωρισμού του περιθλαστικού φράγματος σε λεπτότερα περιθλαστικά φράγματα σε συνδυασμό με συμβατική μέθοδο ανάλυσης κυματοδηγών για τον υπολογισμό της περιθλαστικής απόδοσης VHGC. Οι Jones *et al.* [48] ανέλυσαν VHGC με χρήση θεωρίας ρυθμών. Οι Schultz *et al.* [97] και οι Villalaz *et al.* [107] χρησιμοποίησαν την RCWA σε συνδυασμό με την προσέγγιση διαρρέοντος ρυθμού (RCWA/LM) για την ανάλυση και σχεδιασμό VHGC. Μία παρόμοια τεχνική βασισμένη στην BEM χρησιμοποιήθηκε από τους Butler *et al.* [16] για την μελέτη πολυστρωματικών SRGC. Οι Wu και Glytsis [110] χρησιμοποίησαν την FDFD μέθοδο, για VHGC και για TE και TM πολώσεις. Η FDFD είναι αυστηρή μέθοδος χωρίς προσεγγίσεις. Έτσι λαμβάνει υπ' όψη φαινόμενα όπως ανακλάσεις ρυθμών, πολλαπλή συμβολή ρυθμών, ακτινοβολία λόγω ασυνέχειας των υλικών, τα οποία οι περισσότερες από τις άλλες μεθόδους αγνοούν. Μπορεί να εφαρμοστεί σε ολογραφικά αλλά και σε διαμόρφωσης επιφανείας περιθλαστικά φράγματα. Όμως η FDFD είναι υπολογιστικά πολύ απαιτητική μέθοδος για μεγάλα (σε σχέση με το οπτικό μήκος κύματος) οπτικά περιθλαστικά φράγματα, λόγω του πολύ μεγάλου μεγέθους των γραμμικών συστημάτων που πρέπει να λυθούν.

Πρόσφατα, η συνήθης FDTD μέθοδος δεύτερης τάξης, έχει εφαρμοστεί μόνο για την μελέτη SRGC. Οι Liu *et al.* [70] και οι Huang *et al.* [42] εφάρμοσαν την συνήθη FDTD μέθοδο δεύτερης τάξης, για συζεύκτες εισόδου σε SRGC με ορθογώνιες εγκοπές. Οι Wang *et al.* [110], [111], [109], χρησιμοποίησαν την συνήθη FDTD μέθοδο δεύτερης τάξης για την ανάλυση και σχεδιασμό κεκλιμένων με ορθογώνιες εγκοπές SRGC για σύζευξη οπτικής ίνας με κυματοδηγό σιλικόνης. Οι Cheben *et al.* [17] χρησιμοποίησαν την συνήθη FDTD μέθοδο δεύτερης τάξης, για την μελέτη σύζευξης και μετατροπής ρυθμών μεταξύ οπτικής ίνας και κυματοδηγού χρησιμοποιώντας SRGC με χαρακτηριστικά μικρότερα του μήκους κύματος.

Σ αυτό το κεφάλαιο, για πρώτη φορά, μια συνήθη FDTD μέθοδο δεύτερης τάξης (FDTD(2,2)) και μια FDTD μέθοδος τέταρτης τάξης (FDTD(4,4)), εφαρμόζεται σε VHGC αλλά και σε SRGC, για την μελέτη της ηλεκτρομαγνητικής τους συμπεριφοράς σαν συζεύκτες εξόδου κυματοδήγησης, για εφαρμογές σε οπτικές διασυνδέσεις. Η FDTD(2, j) ($j = 2, 4$) συμβολίζει την FDTD μέθοδο που έχει ακρίβεια δεύτερης

τάξης ως προς τον χρόνο και j -τάξης ως προς τον χώρο. Σ' αυτό το κεφάλαιο γίνεται μία συγκριτική μελέτη της απόδοσης για τους VHGC και SRGC με χρήση των μεθόδων FDTD(2,2) και FDTD(2,4) σε συνδυασμό με την τεχνική TF-SF [102] και την τεχνική των ανισοτροπικών απορροφητικών στρωμάτων (Uniaxial Perfect Matching Layers: UPML) [29]. Συγκεκριμένα αναλύεται ένας VHGC προτιμητέας τάξης [115] και ένας SRGC μη-προτιμητέας τάξης [103] συζεύκτης με χρήση της FDTD μεθόδου, αφού αυτοί οι συζεύκτες έχουν αναφερθεί στην βιβλιογραφία. Οι FDTD μέθοδοι ενισχύονται με τεχνικές ομαλοποίησης που ελαττώνουν τα αριθμητικά σφάλματα λόγω των ασυνεχειών επιτρεπτότητας. Οι διάφορες FDTD μέθοδοι συγκρίνονται με βάση την ακρίβεια τους σαν συνάρτηση του αριθμού των κελιών ανά ελάχιστο μήκος κύματος. Υπολογίζεται η απόδοση σύζευξης εξόδου των συζευκτών σαν συνάρτηση του μήκους τους (εκφρασμένο σε αριθμό περιθλαστικών περιόδων) για TE και TM πόλωση. Παρόμοια αποτελέσματα παρουσιάζονται για τους λόγους κατευθυντικότητας (BR: Branching ratios) που εκφράζουν ποσοτικά την κατευθυντικότητα σύζευξης εξόδου. Επιπλέον, τα FDTD αποτελέσματα συγκρίνονται με τα αποτελέσματα της RCWA/LM [97], [107] μεθόδου. Επίσης παρουσιάζεται ενδεικτικά κατανομή κοντινού (near-field) πεδίου για να φανεί η ακτινοβολία από τις ασυνέχειες κυματοδηγού και περιθλαστικού φράγματος.

Στην παρ. 4.2 παρουσιάζεται η γεωμετρία των περιθλαστικών συζευκτών εξόδου. Στην παρ. 4.3 περιγράφεται η τεχνική υπολογισμού της περιθλαστικής απόδοσης και της κατευθυντικότητας των υπό μελέτη συζευκτών. Στην παρ. 4.4 τα αποτελέσματα για τους VHGC και SRGC παρουσιάζονται και σχολιάζονται. Τέλος στην παρ. 4.5 συνοψίζονται τα βασικά αποτελέσματα.

4.2 Γεωμετρία Περιθλαστικού Συζεύκτη Εξόδου

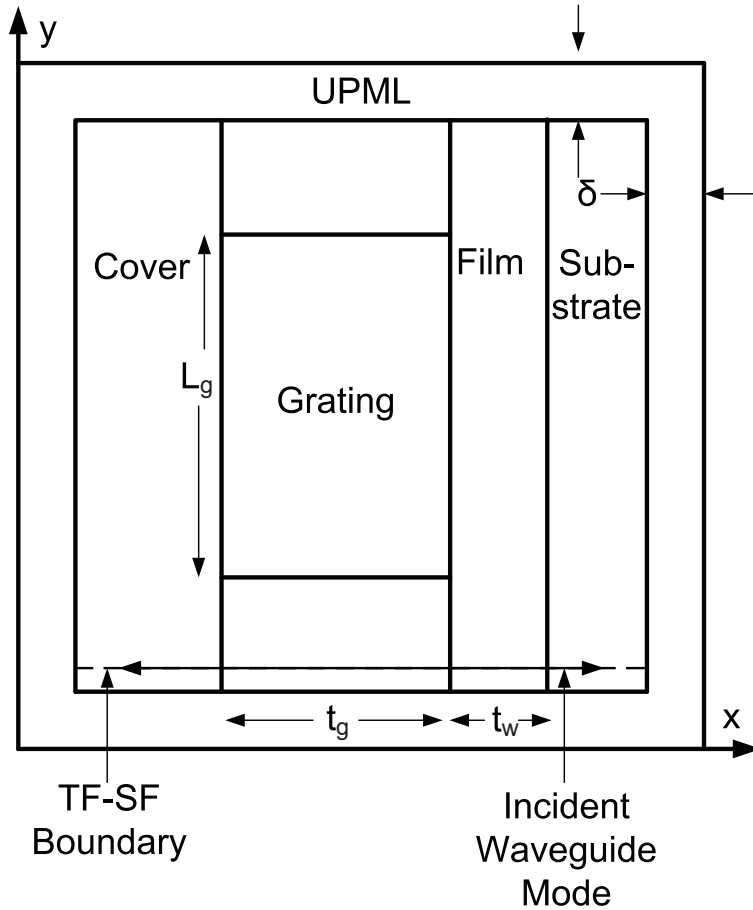
Το υπολογιστικό χωρίο κυματοδηγού περιθλαστικού συζεύκτη εξόδου (για λόγους οικονομίας ο όρος 'εξόδου' παραλείπεται) φαίνεται στο Σχ. 4.1. Ο συζεύκτης θεωρείται ομογενής κατά την \hat{z} διεύθυνση και έτσι αναπαριστά ένα 2D ηλεκτρομαγνητικό πρόβλημα. Το υπολογιστικό χωρίο περιβάλλεται από UPML πάχους d . Ο διαχωρισμός του χώρου στις διάφορες περιοχές γίνεται ώστε η επιτρεπτότητα να έχει την ίδια συναρτησιακή μορφή. Το κάλυμμα (cover), ο πυρήνας (film) και το υπόστρωμα (substrate) του κυματοδηγού φαίνονται στο Σχ. 4.1 και άρα η γεωμετρία είναι αυτή διηλεκτρικής φέτας (slab). Η περιοχή του περιθλαστικού φράγματος έχει πάχος t_g κατά τον x -άξονα και μήκος L_g κατά τον y -άξονα και μπορεί να περιέχει ολογραφικό ή επιφανειακής διαμόρφωσης φράγμα και μπορεί να είναι πάνω (όπως στο Σχ.4.1) ή μέσα στην περιοχή του film.

Το TF-SF σύνορο (Σχ. 4.1) είναι μια γραμμή (πραγματικά σε 3D είναι επίπεδο) κατά μήκος του x -άξονα (χωρίς να εισέρχεται στο UPML), το οποίο διαχωρίζει την περιοχή ολικού πεδίου (πάνω από την TF-SF γραμμή) και στη περιοχή σκεδαζόμενου πεδίου (κάτω από την TF-SF γραμμή). Χρησιμοποιείται για την εισαγωγή του προσπίπτοντος ρυθμού του κυματοδηγού στο υπολογιστικό χωρίο 1. Ο προσπίπτον ρυθμός του

κυματοδηγού έχει χρονικά εξαρτώμενη μορφή (για σταθερό y):

$$\vec{U}_{inc} = \hat{z}g(x)h(t)\cos(\omega t - \beta y), \quad (4.1)$$

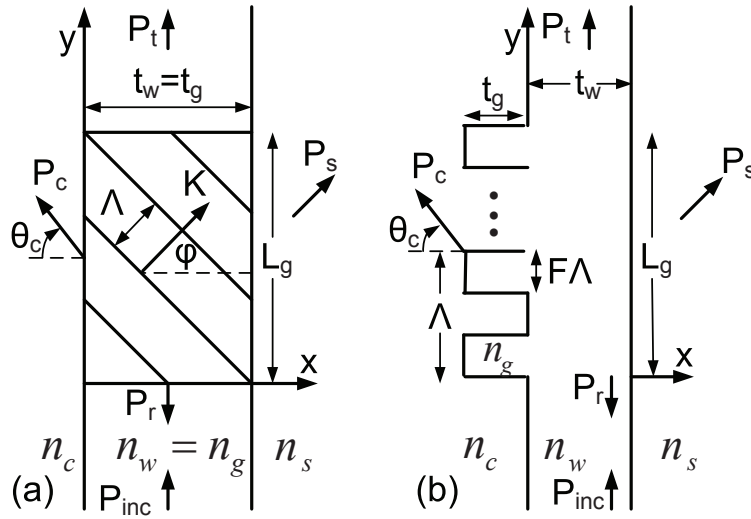
όπου \vec{U}_{inc} αναπαριστά άνυσμα ηλεκτρικού ή μαγνητικού πεδίου για TE ή TM προσπίπτουσα πόλωση αντίστοιχα, $g(x)$ είναι το προφίλ του ρυθμού (υπολογισμένο με την μέθοδο πίνακα μεταφοράς (transfer matrix method [54]), $\omega = 2\pi c/\lambda_0$, όπου c η ταχύτητα του φωτός, λ_0 είναι το μήκος κύματος στο κενό και $h(t)$ είναι ένα χρονικό παράθυρο Hanning που μειώνει το αριθμητικό σφάλμα που παράγεται από την απότομη εισαγωγή της πηγής και μειώνει τον υπολογιστικό χρόνο ώστε τα πεδία να φτάσουν σε κατάσταση ισορροπίας [35]. Για την εφαρμογή της TF-SF τεχνικής το πεδίο του προσπίπτοντος ρυθμού παρέχεται από ένα βοηθητικό πλέγμα [83]. Αυτό το πλέγμα περιβάλλεται από ένα όμοιο UPML έχει το ίδιο μήκος κατά τον x -άξονα όπως το κυρίως πλέγμα όμως εκτείνεται μόνο μερικά κελιά κατά τον y -άξονα και δεν περιέχει το περιθλαστικό φράγμα. Δείγματα συζευκτών περιθλαστικών φραγμάτων που



Σχήμα 4.1: Γεωμετρία κυματοδηγού περιθλαστικού φράγματος και του πλήρους υπολογιστικού χώριου (πραγματικού+UPML) που χρησιμοποιείται στην FDTD ανάλυση.

μελετήθηκαν φαίνονται στο Σχ.4.2. Στο Σχ. 4.2(α) φαίνεται ένα VHGC, όπου το ολογραφικό φράγμα έχει περιθλαστικό άνυσμα \vec{K} , γωνία κλίσης ϕ και Λ περίοδο του περιθλαστικού φράγματος. Η επιτρεπτότητα του ολογραφικού φράγματος περιγράφεται από την Εξ. 4.1. Ένα δείγμα SRGC φαίνεται στο Σχ. 2(β). Αυτό είναι ένα SRGC 2-επιπέδων περιόδου Λ , filling factor $F = 0.5$, και πάχους t_g . Διαφορετικά είδη SRGC

μπορούν να χρησιμοποιηθούν παρόμοια χωρίς δυσκολία. Αυτά δύο είδη περιθλαστικών συζευκτών έχουν επιλεγεί για σύγκριση των FDTD μεθόδων, αφού έχουν αναφερθεί στην βιβλιογραφία, στην [115] για τον ολογραφικό συζευκτή, και στην [103] για το συζευκτή επιφανειακής διαμόρφωσης.



Σχήμα 4.2: Τύποι κυματοδηγών συζευκτών περιθλαστικών φραγμάτων: (a) VHGC (φράγμα στην περιοχή του film), (b) SRGC 2-επιπέδων (φράγμα στην περιοχή του cover)

4.3 Υπολογισμός Απόδοσης Συζευκτή

Για την ποσοτικοποίηση της απόδοσης των περιθλαστικών συζευκτών, υπολογίζεται η απόδοση σύζευξης της πρώτης τάξης περίθλασης: $CE_i^1 \equiv P_i^1/P_{inc}$, $i = c, s$ όπου c, s , δηλώνει την περιοχή cover, substrate, αντίστοιχα στο Σχ. 4.2. Επίσης υπολογίζεται η κατευθυντικότητα (branching ratio: BR) για την περίθλαση πρώτης τάξης στην περιοχή του cover, που ορίζεται ως: $BR^1 \equiv P_c^1/(P_c + P_s)$, όπου P_i ($i = c, s$) είναι η ολική ισχύς περίθλασης στην περιοχή i . Η ισχύς $P_i^1, P_i, i = c, s$ υπολογίζεται με όμοια μέθοδο όπως στην παράγραφο 3.2. Δηλαδή σε κατάσταση ισορροπίας οι φασιθέτες των πεδίων υπολογίζονται με μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων από τα FDTD δεδομένα, και ακολούθως υπολογίζεται το γωνιακό φάσμα $F_i, i = c, s$ όπως στη Παρ. 3.2. Η ισχύς $P_i^p, i = c, s$ της p -ιοστής περιθλαστικής τάξης (για πρώτη τάξης, $p = 1$) για TE, TM πόλωση είναι:

$$P_i^{p,TE} = \frac{\Delta y}{2M} \sum_{m=\beta-(p+1/2)K_y}^{\beta-(p-1/2)K_y} |F_i(k_{ym})|^2 \operatorname{Re} \left(\frac{k_{i,xm}^*}{\eta_i^* k_i^*} \right), \quad (4.2)$$

$$P_i^{p,TM} = \frac{\Delta y}{2M} \sum_{m=\beta-(p+1/2)K_y}^{\beta-(p-1/2)K_y} |F_i(k_{ym})|^2 \operatorname{Re} \left(\frac{k_{i,xm} \eta_i}{k_i} \right), \quad (4.3)$$

όπου, $k_i = (2\pi/\lambda_0)n_i = k_0 n_i$, είναι το μήκος του κυματανύσματος στην περιοχή i , $\beta = k_0 N_{eff}$, N_{eff} είναι ο ενεργός δείκτης διάθλασης του προσπίπτοντος ρυθμού του

κυματοδηγού, $K_y = 2\pi/\Lambda_y$, Λ_y είναι η περίοδος του συζεύκτη (περιθλαστικού φράγματος) κατά μήκος του y -άξονα ($\Lambda_y = \Lambda/\sin(\phi)$) για τον VHGC και $\Lambda_y = \Lambda$ για τον SRGC), $k_{i,xm} = (k_i^2 - k_{ym}^2)^{1/2}$, $n_i = \mu_i/\epsilon_i^{1/2}$, Re είναι το πραγματικό μέρος μιγαδικού αριθμού, και $*$ είναι το μιγαδικό συζυγές. Χρησιμοποιώντας τις Εξ. 4.2, 4.2 και αφαιρώντας για $m = 0, \dots, M-1$ υπολογίζεται η ολική ισχύς στην περιοχή $i = c, s$, για TE και TM πόλωση αντίστοιχα.

Η ισχύς P_i , $i = r, t$, όπου r, t συμβολίζει ανακλώμενη και διαδιδόμενη ισχύς (όπως φαίνεται στο Σχ.4.2) υπολογίζεται με αριθμητική ολοκλήρωση του ανύσματος Poynting από του φασιδέτες των πεδίων σε επίπεδα παράλληλα στον x -άξονα ($y = y_i$, $i = r, t$):

$$P_i = \frac{1}{2} \text{Re} \left(\int \vec{E}(x, y = y_i) \times \vec{H}^*(x, y = y_i) dx \right). \quad (4.4)$$

Στην εξίσωση (4.4) οι συνιστώσες του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου δεν είναι στο ίδιο πλεγματοειδές σημείο (το FDTD πλέγμα είναι staggered), έτσι οι πεδίακές συνιστώσες f οι οποίες δεν ορίζονται σαν παράδειγμα στην θέση $y = y_i$ (αλλά ορίζονται στην θέση $y = y_{i+1/2}$ και $y = y_{i-1/2}$) υπολογίζονται ως $y_i = (y_{i+1/2} + y_{i-1/2})/2$. Η ολοκλήρωση του ανύσματος Poynting (όπως στην Εξ. 4.4) χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της προσπίπτουσας ισχύος, $P_{inc.}$, όπου οι φασιδέτες παρέχονται το βοηθητικό πλέγμα όπου μόνο ο ρυθμός του κυματοδηγού είναι παρών. Οι απόδοση σύζευξης για τις υπό μελέτη διατάξεις υπολογίζεται και με την μέθοδο RCWA/LM. Η RCWA/LM μέθοδος είναι προσεγγιστική και υποθέτει ότι το περιθλαστικό φράγμα έχει άπειρο αριθμό περιόδων, και ότι αμελούνται φαινόμενα όπως της ανάκλαση του οδεύοντος ρυθμού και τον επιπλέον διεγερμένων ρυθμών (οδεύοντες ή ακτινοβολίας) λόγω τις ασυνέχειας μεταξύ του φράγματος και του κυματοδηγού. Επιπλέον στη RCWA/LM μέθοδο υπολογίζονται [97], [107], μόνο σχετικές (κανονικοποιημένες ώστε $CE_c + CE_s + CE_t + CE_r = 1$) και όχι τις ακριβής περιθλαστικές αποδόσεις.

4.4 FDTD Αποτελέσματα

Για τους υπό ανάλυση συζεύκτες το μήκος κύματος στο κενό της διέγερσης είναι $\lambda_0 = 1\mu m$. Το πάχος του UPML είναι σε όλες τις περιπτώσεις $\delta = 32\Delta$ ($\Delta = \Delta x$ ή $\Delta = \Delta y$), (d στο Σχ.4.1). Οι παράμετροι του UPML, $R(0)$ και m (Κεφ. 7 σε [102]) που αντιστοιχούν στο συντελεστή ανάκλασης του UPML για κάθετη πρόσπτωση και στην τάξη της πολυωνυμικής μεταβολής της αγωγιμότητας στο UPML αντίστοιχα, έχουν επιλεγεί $R(0) = 10^{-7}$ και $m = 3$, και οι οποίες ύστερα από λεπτομερείς δοκιμές θεωρούνται ιδανικές για προβλήματα κυματοδηγής ([102]). Για όλες τις περιπτώσεις η βέλτιστη μέγιστη αγωγιμότητα σ_{max} , του UPML, επιλέχθηκε σύμφωνα με την $\sigma_{max}\Delta = -(m+1)\ln[R(0)]/2\eta N$, $N = 32$ κελιά, και η είναι η κυματική αντίσταση του UPML. Έτσι ο αριθμός των κελιών στην περιοχή του UPML παραμένει σταθερός (32 κελιά), ανεξάρτητος από το μέγεθος του κελιού.

Η επιλογή του μήκους του x -άξονα του υπολογιστικού χωρίου θέλει προσοχή λόγω των αποσβένοντων ουρών του προσπίπτοντος ρυθμού του κυματοδηγού. Το μήκος του x -άξονα επιλέγεται ώστε οι αποσβένοντες ουρές του προσπίπτοντος ρυθμού του κυματοδηγού να έχουν πολύ μικρή τιμή στην επιφάνεια του UPML στην δεξιά και την

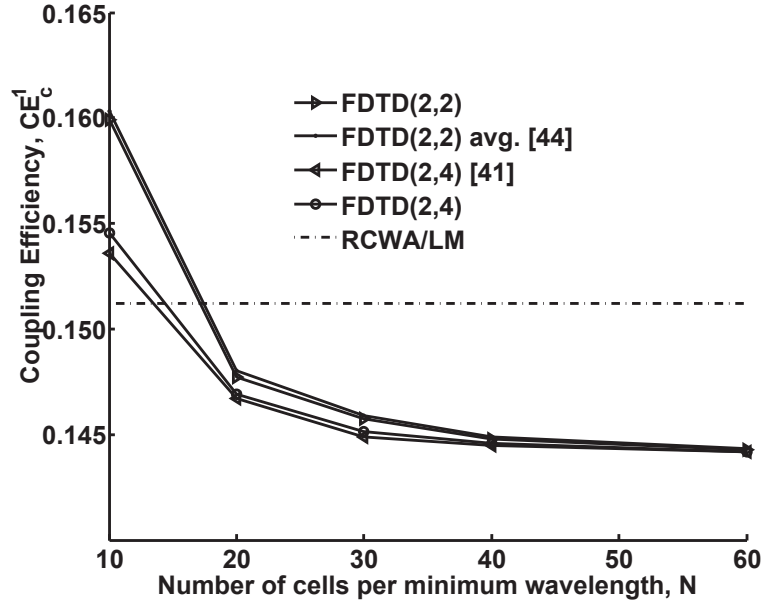
αριστερή πλευρά του πλέγματος (Σχ. 4.1). Σε όλες τις περιπτώσεις το μήκος του υπολογιστικού χωρίου κατά τον x -άξονα επιλέχθηκε ώστε $f(x_L \text{ ή } x_R)/f_{max} < 10^{-4}$ όπου x_L και x_R αντιστοιχούν στην αριστερή και δεξιά επιφάνεια του υπολογιστικού χωρίου με το UPML στρώμα κατά μήκος του x -άξονα, και f αντιστοιχεί στην ηλεκτρική ή μαγνητική συνιστώσα του πεδίου του προσπίπτοντος ρυθμού κυματοδήγησης (για TE ή TM πόλωση αντίστοιχα). Αφού σε όλες τις περιπτώσεις το cover είναι αέρας και το substrate είναι κάποιο διηλεκτρικό $|x_R| > |x_L|$. Μικρότερες τιμές της $f(x_L \text{ ή } x_R)/f_{max}$ δεν αλλάζουν σημαντικά τα αποτελέσματα αλλά αυξάνουν χωρίς ουσιαστικό λόγο το μέγεθος του υπολογιστικού χωρίου. Το μέγιστο μέγεθος του κελιού Δ (όπου $\Delta = \max\{\Delta x, \Delta y\}$, και που γενικά τα $\Delta x, \Delta y$ δεν είναι ίσα εάν είναι να συμπέσουν οι επιφάνειες επιτρεπτότητας με πλεγματοκίτους κόμβους) επιλέγεται ως $\Delta = \lambda_{min}/N$, όπου N είναι ο αριθμός των κελιών ανά ελάχιστο μήκος κύματος και το αντίστοιχο χρονικό βήμα για την FDTD(2,2) μέθοδο είναι $\Delta t = \min\{\Delta x, \Delta y\}/(2c)$, ενώ για την FDTD(2,4) είναι $(6/7)\Delta t$.

4.4.1 Ολογραφικός Περιθλαστικός Συζεύκτης

Ο VHGC σχεδιάζεται ώστε να λειτουργεί ως κατευθυντικός συζεύκτης προς το cover για την πρώτη τάξη περίθλασης [115]. Το υλικό της περιοχής του film αντιστοιχεί στο DuPont's OmniDex 613 φωτοπολυμερές με δείκτη διάθλασης $n_w = 1.50$. Ο δείκτης διάθλασης του substrate και του cover είναι (Σχ. 4.2a) $n_s = 1.456$ (γυαλί) και $n_c = 1.0$ (αέρας). Η περιοχή του περιθλαστικού φράγματος εγγράφεται ολογραφικά στη περιοχή του film του κυματοδηγού και έχει μέση επιτρεπτότητα $\epsilon_{avg.} = 2.25\epsilon_0$ ($n_g = 1.5$), και πρώτης τάξης συννημιτονοειδή [$p = 1$ στην Εξ. 3.1] διαμόρφωση $\epsilon_1^x = 0.06\epsilon_0$ με ϵ_0 την επιτρεπτότητα του κενού. Το πάχος του film (και του φράγματος σ' αυτήν την περίπτωση) είναι $t_g = 1.8\mu m$ και υποστηρίζει ένα ρυθμό TE (TE_0) και ένα ρυθμό TM (TM_0). Η περίοδος του φράγματος Λ και η γωνία κλίσης ϕ του VHGC σχεδιάστηκαν για $\theta_c = 0\text{deg}$. γωνία σύζευξης εξόδου (Σχ. 4.2), με χρήση της συνθήκη προσαρμογής φάσης [115] (Bragg) για την πρώτη τάξη περίθλασης. Αυτό οδηγεί σε $\Lambda = 473.7nm(473.9nm)$, $\phi = 44.72\text{deg}(44.70\text{deg})$ για TE (TM) πόλωση.

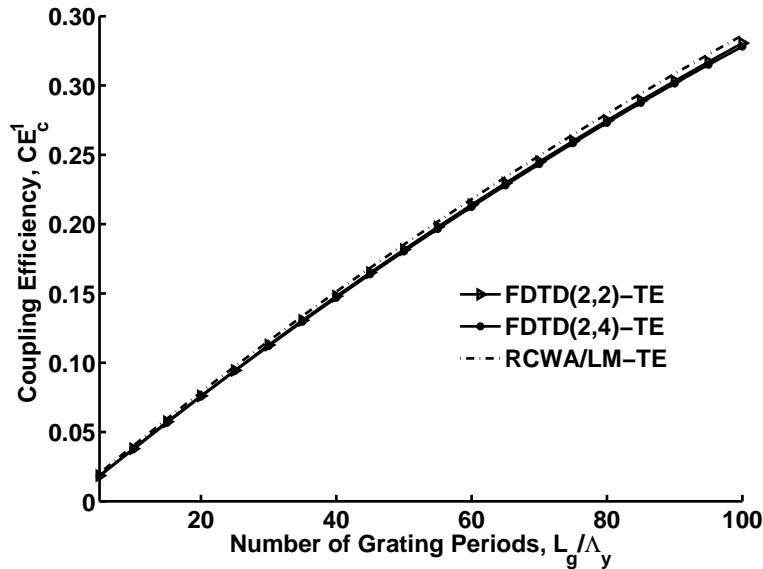
Για την μελέτη της σύγκλισης των FDTD(2,2), FDTD(2,4) μεθόδων σε συνδυασμό με τις τεχνικές ομαλοποίησης της επιτρεπτότητας, υπολογίζεται η CE_c^1 για VHGC 40 περιόδων ($L_g = 40\Lambda_y$), σαν συνάρτηση του αριθμού των κελιών ανά ελάχιστο μήκος κύματος. Η απόδοση σύζευξης για TE πόλωση φαίνεται στο Σχ.4.3 σαν συνάρτηση του αριθμού των κελιών N ανά ελάχιστο μήκος κύματος χρησιμοποιώντας την FDTD(2,2) χωρίς τεχνικές ομαλοποίησης, χρησιμοποιώντας την FDTD(2,2) με τεχνικές ομαλοποίησης για κόμβους κοντά στις επιφάνειες επιτρεπτότητας [44], χρησιμοποιώντας την FDTD(2,4) χωρίς τεχνικές ομαλοποίησης, και χρησιμοποιώντας την FDTD(2,4) με την τεχνική της ενεργής επιτρεπτότητας τρίτης τάξης (third-order effective permittivity) [41]. Επιπλέον τα αποτελέσματα της RCWA/LM παρουσιάζονται για σύγκριση. TM αποτελέσματα δεν παρέχονται αφού σ' αυτήν την περίπτωση η σύζευξη απόδοσης είναι αμελητέα (περίπου 0.01%) λόγω των σχεδόν κάθετων διευθύνσεων μεταξύ των συνιστωσών του προσπίπτοντος και περιθλώμενου ηλεκτρικού πεδίου, για την υπό σχεδίαση $\theta_c = 0\text{deg}$. γωνία σύζευξης εξόδου. Από το Σχ.4.3 φαίνεται η καλύτερη σύγκλιση της FDTD(2,4) σε σχέση με την FDTD(2,2), γεγονός που υποδηλώνει ότι η FDTD(2,4) είναι πιο ακριβής από την FDTD(2,2) για σταθερό αριθμό κελιών ανά

ελάχιστο μήκους κύματος. Η επίδοση του VHGC καθώς και το branching ratio του



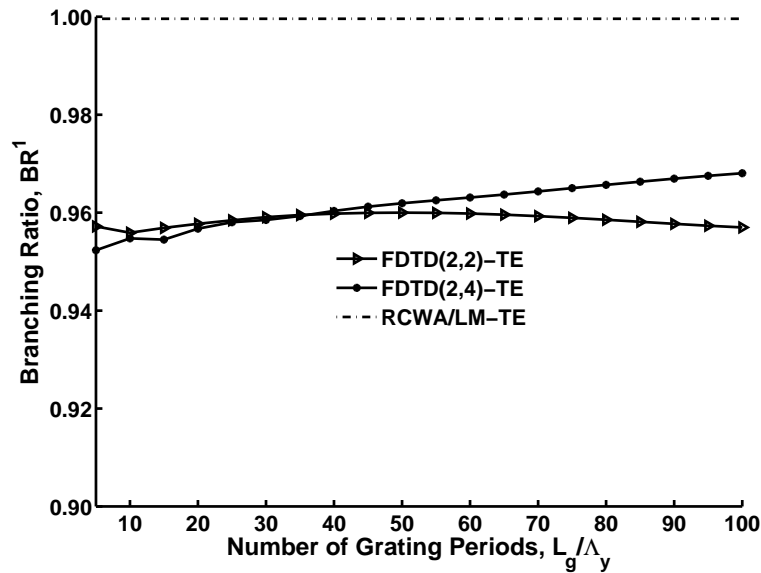
Σχήμα 4.3: Απόδοση σύζευξης, CE_c^1 , στην περιοχή cover, για τον VHGC σε TE πόλωση σαν συνάρτηση του αριθμού των κελιών, N , ανά ελάχιστο μήκος κύματος.

εκφράζεται ποσοτικά, με τον υπολογισμό της απόδοσης σύζευξης στο cover CE_c^1 , και του branching ratio (BR^1), που παρουσιάζονται στα Σχ. 4.4, 4.5 σαν συνάρτηση του αριθμού περιόδων Λ_y . Στις FDTD προσομοιώσεις $\Delta = \lambda_{min}/20$, όπου η τιμή $N = 20$ είναι ικανοποιητική ανάμεσα σε ακρίβεια και υπολογιστικό χρόνο. Σ' αυτά τα σχήματα χρησιμοποιήθηκαν η ακριβέστερη FDTD(2,2) με ομαλοποίηση της επιτρεπτότητας και η FDTD(2,4) με την third-order effective permittivity. Στο Σχ. 4.4 παρατηρείται ότι



Σχήμα 4.4: Απόδοση σύζευξης, CE_c^1 , στην περιοχή cover, για τον VHGC σε TE πόλωση σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων, L_g / Λ_y .

τα FDTD(2,2) και FDTD(2,4) αποτελέσματα είναι κοντά μεταξύ τους και κοντά στις προβλέψεις της RCWA/LM ανάλυσης. Η μέγιστη διαφορά μεταξύ των FDTD μεθόδων ορισμένη ως: $(FDTD(2,4)-FDTD(2,2))/FDTD(2,4)$ είναι 1.62% και συμβαίνει σε



Σχήμα 4.5: Branching ratio (για την περίθλαση πρώτης τάξης), για τον VHG σε TE πόλωση σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων, L_g/Λ_y .

μήκος συζεύκτη $L_g = 5\Lambda_y$. Στο Σχ. 4.5 φαίνονται τα branching ratios για την πρώτη τάξη περίθλασης (BR^1) σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων. Τα αποτελέσματα FDTD(2,2) και FDTD(2,4) είναι σε καλή συμφωνία και δείχνουν τον υψηλό βαθμό κατευθυντικότητας σύζευξης του VHG. Τα (BR^1) που υπολογίζονται με την RCWA/LM μέθοδο (που είναι σταθερά αφού τα BR^1 αποτελέσματα της RCWA/LM δεν εξαρτώνται από το μήκος του συζεύκτη) φαίνονται στο Σχ. 4.5 για σύγκριση την FDTD. Η διαφορά μεταξύ του BR^1 υπολογισμένο με τις FDTD μεθόδους και του BR^1 υπολογισμένου με την RCWA/LM μέθοδο οφείλεται στο γεγονός ότι η RCWA/LM δεν λαμβάνει υπ' όψη τις ανακλάσεις του ρυθμού την σκέδαση σε ακτινοβολία λόγω τις ασυνέχειας μεταξύ κυματοδηγού και φράγματος, και την φαινόμενα πολλαπλής αλληλεπίδρασης λόγω του πεπερασμένου μήκους του συζεύκτη. Επιπλέον ο ιδέα του διαρρέοντος ρυθμού είναι μία προσέγγιση του ακτινοβολούμενου πεδίου του συζεύκτη. Αντιθέτως, η FDTD μέθοδος είναι αυστηρή και λαμβάνει υπ' όψη όλα τα παραπάνω φαινόμενα, άρα παρέχει τις απόλυτες τιμές της απόδοσης σύζευξης αντί για τις σχετικές τιμές που παρέχει η RCWA/LM μέθοδος.

Στον πίνακα 1 παρουσιάζονται οι αποδόσεις σύζευξης που σχετίζονται με το συζεύκτη μέγιστου μήκους ($L_g = 100\Lambda_y$) που μελετήθηκε. Ειδικότερα παρουσιάζονται η πρώτη τάξη απόδοση σύζευξη (CE_c^1) στο cover, η ολική συνολική απόδοση σύζευξης στο cover (CE_c), η substrate πρώτης τάξης απόδοση σύζευξη (CE_s^1), η ολική συνολική απόδοση σύζευξης στο cover (CE_s), η ολική συνολική ανακλώμενη απόδοση σύζευξης (CE_r), και η ολική διαδιδόμενη (transmitted) συνολική απόδοση σύζευξης (CE_t), και το άθροισμα των αποδόσεων σύζευξης ($CE_c + CE_s + CE_r + CE_t$), για τις FDTD(2,2) (με averaging), FDTD(2,4) (με third-order effective permittivity τεχνική) και για την RCWA/LM μεθόδους για TE και TM πόλωση του προσπίπτοντος ρυθμού.

Όπως αναφέρθηκε πριν οι TM αποδώσεις σύζευξης είναι πολύ μικρές λόγω τις αμελητέας σύζευξης μεταξύ των σχεδόν κάθετων συνιστωσών του ηλεκτρικού πεδίου του

Πίνακας 4.1: Απόδοση ολογραφικού συζεύκτη και σύγκριση διαφόρων αριθμητικών μεθόδων (όλες οι αποδόσεις σύζευξης εκφράζονται σε: %)

		TE Πόλωση						
$L_g = 100\Lambda_y$		CE_c^1	CE_c	CE_s^1	CE_s	CE_r	CE_t	sum*
	FDTD(2,2)	33.06	33.06	1.47	1.48	0.09	65.61	100.23
	FDTD(2,4)	32.81	32.81	1.07	1.08	0.05	66.81	100.75
	RCWA/LM	33.63	33.63	0.34	0.34	-	66.03	100.00
		TM Πόλωση						
$L_g = 100\Lambda_y$		CE_c^1	CE_c	CE_s^1	CE_s	CE_r	CE_t	sum*
	FDTD(2,2)	0.07	0.07	0.00	0.00	0.01	100.72	100.80
	FDTD(2,4)	0.06	0.06	0.00	0.00	0.01	101.34	101.42
	RCWA/LM	0.06	0.06	0.00	0.00	-	99.94	100.00

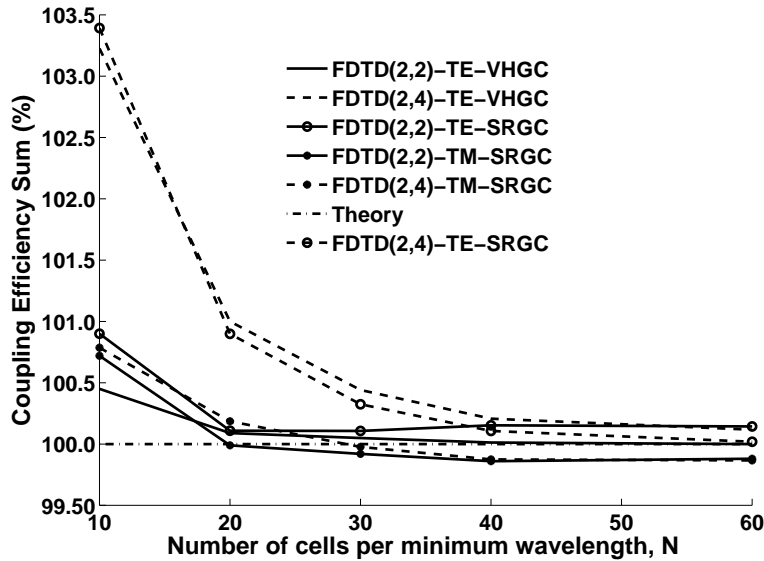
$$*sum = CE_c + CE_s + CE_t + CE_r$$

προσπίπτοντος και περιθλώμενου κύματος. Παρόλα αυτά, στον πίνακα 1 τα TM αποτελέσματα περιέχονται για να φανεί η παραπάνω δήλωση.

Ο VHGC σχεδιάστηκε (χρησιμοποιώντας τη συνθήκη προσαρμογής φάσης (Bragg)) για να περιθλά φως πρώτης τάξης περίθλασης στο cover και στο substrate αφού όλες οι τάξεις ανώτερης περίθλασης λόγω σχεδιασμού δεν μπορούν να διαδοθούν σε αυτές τις περιοχές. Άρα, σε ένα ιδανικό σχεδιασμό συζεύκτη, η ολική απόδοση σύζευξης στο cover και η πρώτη τάξης απόδοση σύζευξης στο cover πρέπει να είναι ίσες ($CE_c^1 = CE_c$). Το ίδιο επιχείρημα πρέπει να ισχύει για την ολική απόδοση σύζευξης στο substrate και η πρώτη τάξης απόδοση σύζευξης στο substrate ($CE_s^1 = CE_s$). Παρόλα αυτά λόγω τις ασυνέχειας μεταξύ κυματοδηγού/φράγματος, της πολλαπλής αλληλεπίδρασης των ρυθμών, και του πεπερασμένου μήκους του συζεύκτη (πεπερασμένος αριθμός περιόδων), είναι δυνατόν το φως να περιθλάται (σχεδιάζεται) σε διάφορες διευθύνσεις διαφορετικές από την διεύθυνση της πρώτης τάξης περίθλασης. Αυτό το γεγονός εκφράζεται από την διαφορά μεταξύ CE_c^1 , CE_c και CE_s^1 , CE_s για τις περιοχές του cover και substrate αντίστοιχα. Για τον VHGC που παρουσιάζεται εδώ, αυτό το φαινόμενο είναι ασθενές και δεν είναι εμφανές στο πίνακα 1, αφού οι αποδόσεις σύζευξης διαφέρουν το πολύ στο τρίτο δεκαδικό ψηφίο. Αυτές οι διαφορές θα είναι πιο εμφανείς στην περίπτωση των SRGC. Τα φαινόμενα ανάκλασης του προσπίπτοντος ρυθμού στην επιφάνεια μεταξύ κυματοδηγού και περιθλαστικού φράγματος κυριαρχούν στον υπολογισμό της απόδοσης σύζευξης CE_r η οποία είναι μικρή στην περίπτωση του VHGC (μεταξύ 0.01 και 0.09%) αφού η μέση τιμή του δείκτη διάθλασης στην περιοχή του φράγματος είναι ίδια με την περιοχή του film στον κυματοδηγό. Φυσικά τα φαινόμενα των ασυνεχειών του ρυθμού, της πολλαπλής αλληλεπίδρασης λόγω του πεπερασμένου μήκους, και της σκέδασης, δεν περιέχονται στην RCWA/LM μέθοδο.

Το άθροισμα της απόδοσης σύζευξης ($CE_c + CE_s + CE_r + CE_t$) δείχνει πόσο καλά ικανοποιείται το ισοζύγιο ισχύος. Αφού ο VHGC δεν έχει απώλειες, η κανονικοποιημένες αποδόσεις σύζευξης πρέπει να αθροίζονται στο 100%. Από τα αποτελέσματα του πίνακα 1 φαίνεται ότι το άθροισμα της απόδοσης σύζευξης μπορεί να υπερβαίνει το 100% το πολύ κατά 0.75% για την TE πόλωση και το πολύ κατά 1.42% για την TM

πόλωση. Αυτά τα λάθη μπορεί να οφείλονται στο μεγάλο μέγεθος του συζεύκτη 1, 2 που δημιουργεί σφάλματα αριθμητικής διασποράς, λόγω των ουρών του προσπίπτοντος ρυθμού που μπορεί να δημιουργήσει σκέδαση, και λόγω του πεπερασμένου μεγέθους του υπολογιστικού κελιού. Μια πιο προσεκτική μελέτη των δεδομένων σύγκλισης που φαίνονται στο Σχ. 4.3 φανερώνει ότι η κύρια αιτία του σφάλματος στην ισχύ είναι το μέγεθος του κελιού. Όταν ο αριθμός των κελιών, N , ανά ελάχιστο μήκος κύματος αυξάνει, το σφάλμα στην ισχύ μειώνεται, δηλαδή το άθροισμα της ολικής ισχύς απόδοσης σύζευξης τείνει στο 100%. Αυτό φαίνεται στο Σχ. 4.6 όπου παρουσιάζεται το άθροισμα της απόδοσης σύζευξης σαν συνάρτηση του N για TE πόλωση και για την περίπτωση όπου το μήκος του συζεύκτη είναι $L_g = 40\lambda_g$. Παρόμοια αποτελέσματα



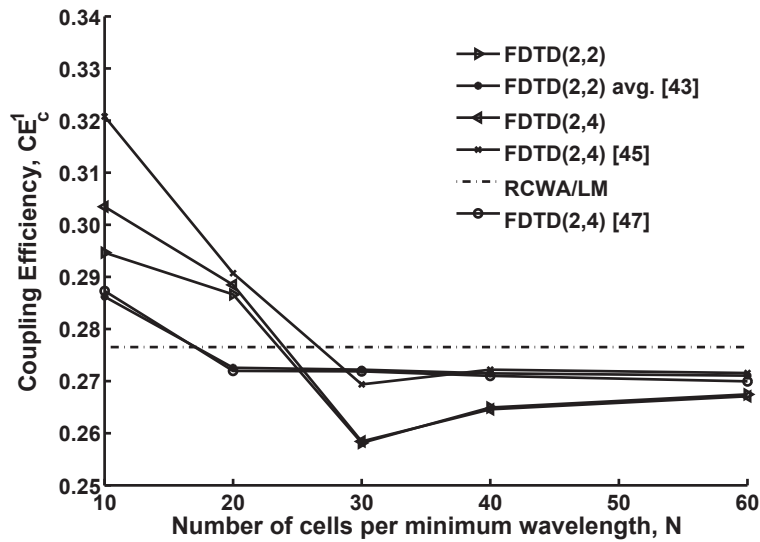
Σχήμα 4.6: Άθροισμα απόδοσης σύζευξης (%) για τον VHGC (TE πόλωση) και για τον SRGC 2-επιπέδων (TE, TM πόλωση) σαν συνάρτηση του αριθμού των κελιών, N , ανά ελάχιστο μήκος κύματος. Η 100% γραμμή παρουσιάζεται για να φανεί η σύγκλιση.

αναμένονται για την TM πόλωση αλλά δεν παρουσιάζονται αφού σ' αυτή τη περίπτωση ο συζεύκτης έχει πολύ μικρή σύζευξη για τους λόγους που παρουσιάστηκαν πριν. Αφού η περιοχή του UPML περιείχε πάντα σταθερό αριθμό κελιών ($N = 32$), κρατώντας τον συντελεστή αριθμητικής ανάκλασης σταθερό (όπως αναφέρθηκε πριν) ο ρόλος του UPML στην μείωση της ισχύος δεν είναι σημαντικός. Το σφάλμα διατήρησης της ισχύος μειώθηκε καθώς το μέγεθος του κελιού μειώθηκε, αφού το σφάλμα της αριθμητικής διασποράς μειώνεται με μικρότερο μέγεθος κελιού και επιπλέον η δομή του περιθλαστικού συζεύκτη διακριτοποιείται ακριβέστερα.

4.4.2 Περιθλαστικός Συζεύκτης Επιφανειακής Διαμόρφωσης 2-Επιπέδων

Ο SRGC φαίνεται στο Σχ. 2(b), έχει πάχος κυματοδηγού $t_w = \lambda_0/\pi$, πάχος περιθλαστικού φράγματος $t_g = 0.2\lambda_0$, και περίοδο $\Lambda = \lambda_0/2$. Ο δείκτης διάθλασης της περιοχής cover είναι $n_c = 1$, της περιοχής substrate $n_s = 1.5166$, και της περιοχής του κυματοδηγού και του φράγματος $n_w = n_g = 1.7321$. Ο κυματοδηγός υποστηρίζει ένα

μόνο TE και TM ρυθμό. Οι γωνιές σύζευξης εξόδου θ_c στο ζοερ για την πρώτη τάξη περίθλασης είναι $\theta_c \simeq -24.8\text{deg.}$ ($\theta_c \simeq -27.0\text{deg.}$) για TE (TM) πόλωση. Η σύγκλιση των FDTD(2,2) και FDTD(2,4) μεθόδων σε συνδυασμό με τις διαφορές τεχνικές ομαλοποίησης (averaging-regularization) εξετάζεται με τον υπολογισμό της CE_c^1 για τον SRGC 2-επιπέδων και 40 περιόδων, σαν συνάρτηση του αριθμού των κελιών ανά ελάχιστο μήκος κύματος. Η απόδοση σύζευξης για TE πόλωση φαίνεται στο Σχ. 4.7 σαν συνάρτηση του αριθμού των κελιών N ανά ελάχιστο μήκος χρησιμοποιώντας την FDTD(2,2) χωρίς averaging, χρησιμοποιώντας την FDTD(2,2) με averaging [44], χρησιμοποιώντας την FDTD(2,4) χωρίς regularization, χρησιμοποιώντας την FDTD(2,4) με την third-order effective permittivity τεχνική [41], και χρησιμοποιώντας την FDTD(2,4) με την τεχνική local regularization [4], όπου το μέγεθος της περιοχής regularization είναι 3Δ (πειραματικά έχει την καλύτερη σύγκλιση). Επιπλέον τα RCWA/LM αποτελέσματα φαίνονται για σύγκριση.

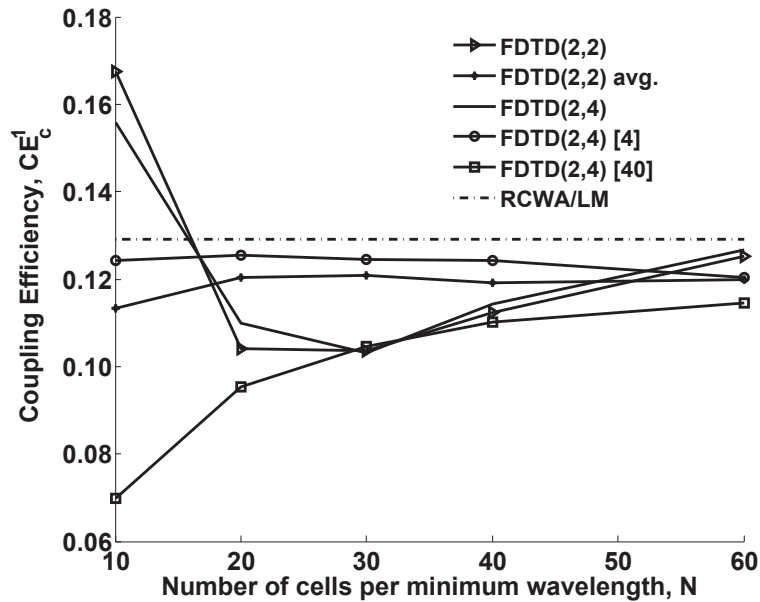


Σχήμα 4.7: CE_c^1 για τον συζεύκτη SRGC 2-επιπέδων για TE πόλωση σαν συνάρτηση του αριθμού κελιών ανά ελάχιστο μήκος κύματος.

Στο Σχ. 4.7 παρατηρείται ότι στον συζεύκτη SRGC 2-επιπέδων για TE πόλωση, οι τεχνικές averaging της επιτρεπτότητας και η τεχνική tλερευλαριζατιον (και ιδιαίτερα η third-order effective permittivity [41]) βελτιώνουν την σύγκλιση της FDTD(2,2) και FDTD(2,4) μεθόδων αντίστοιχα.

Το Σχ. 4.8 είναι το ανάλογο του Σχ. 4.7 για TM πόλωση. Παρατηρείται ότι για τον συζεύκτη SRGC 2-επιπέδων για TM πόλωση, η τεχνική averaging της επιτρεπτότητας και η τεχνική regularization (ιδιαίτερα η τεχνική local regularization με μέγεθος υπολογιστικού κελιού 3Δ) [4] βελτιώνουν την σύγκλιση των FDTD(2,2) και FDTD(2,4) μεθόδων αντίστοιχα.

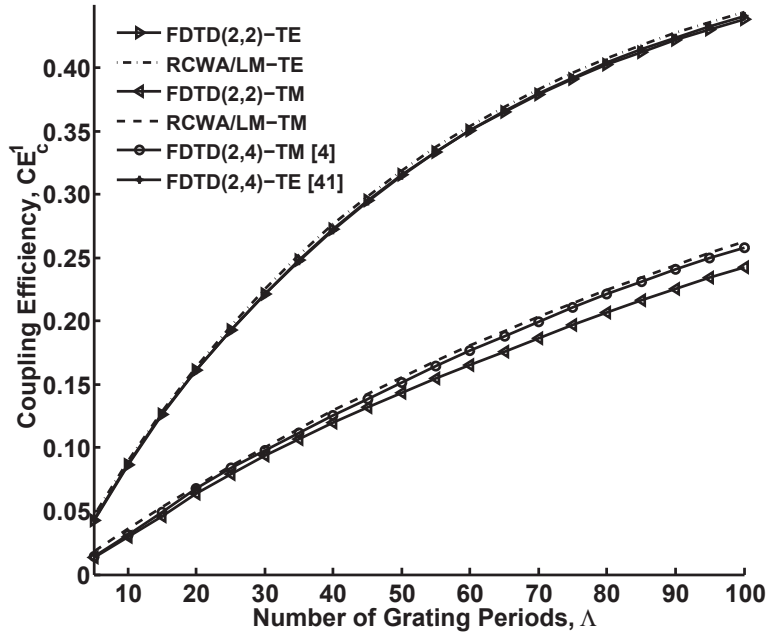
Από την παραπάνω ανάλυση σύγκλισης φαίνεται ότι η τεχνική averaging και regularization της επιτρεπτότητας βελτιώνουν την ακρίβεια των FDTD μεθόδων. Αυτό είναι σημαντικό αφού στην περίπτωση του συζεύκτη SRGC τα αριθμητικά σφάλματα είναι σημαντικά λόγω της πολύπλοκης γεωμετρίας της δομής και των ισχυρών ασυνεχειών της επιτρεπτότητας. Αυτές οι απότομες μεταβολές της επιτρεπτότητας παράγουν απότομες μεταβολές στα πεδία και απαιτείτε μικρό μέγεθος κελιού (Δx , Δy) για ακριβή αναπαράσταση.



Σχήμα 4.8: CE_c^1 για τον συζεύκτη SRGC 2-επιπέδων για TM πόλωση σαν συνάρτηση του αριθμού κελιών ανά ελάχιστο μήκος κύματος.

Η απόδοση του συζεύκτη SRGC 2-επιπέδων παρουσιάζεται ποσοτικά με τον υπολογισμό της απόδοσης σύζευξης στο cover (CE_c^1) και του branching ratio (BR^1) που φαίνεται στο Σχ. 4.9, 4.10 αντίστοιχα σαν συνάρτηση του μήκους του συζεύκτη εκφρασμένο σε αριθμό περιόδων L_g/Λ του περιθλαστικού φράγματος. Η πυκνότητα πλέγματος των προσομοιώσεων είναι πάλι 20 κελιά ανά ελάχιστο μήκος κύματος, μια εκλογή ισορροπίας μεταξύ ακρίβειας και υπολογιστικού χρόνου. Στα Σχ. 4.9, 4.10 η FDTD(2,2) με averaging και η FDTD(2,4) με third-order effective permittivity χρησιμοποιήθηκαν για την περίπτωση της TE πόλωσης. Αυτή η επιλογή είναι σε συμφωνία με τα αποτελέσματα σύγκλισης του Σχ. 4.7 για $N = 20$. Για την περίπτωση της TM πόλωσης χρησιμοποιήθηκε η FDTD(2,4) με local regularization (περιοχή ομαλοποίησης 3 κελιών), αφού αυτή η μέθοδος είναι πιο ακριβής σύμφωνα με τα αποτελέσματα σύγκλισης του Σχ. 4.8 για $N = 20$.

Από το Σχ. 4.9 φαίνεται ότι η FDTD(2,2) και FDTD(2,4) για την TE πόλωση είναι κοντά και κοντά στα RCWA/LM αποτελέσματα. Η μέγιστη διαφορά μεταξύ των FDTD μεθόδων που ορίζεται ως $(FDTD(2,4) - FDTD(2,2)) / FDTD(2,4)$ είναι 2.51% και συμβαίνει σε μήκος συζεύκτη $L_g = 5\Lambda$ αφού σε τόσο μικρό μήκος φαινόμενα πλευρών και γωνιών (απότομες μεταβολές πεδίου λόγω γεωμετρικών ασυνεχειών) είναι σημαντικά και η διαφορά μεταξύ των FDTD μεθόδων είναι πιο εμφανής. Τα αποτελέσματα TM πόλωσης στο Σχ. 4.9 δείχνουν ότι οι FDTD(2,2) και FDTD(2,4) μέθοδοι διαφέρουν περισσότερο απ' ότι στην περίπτωση TE πόλωσης. Η μέγιστη διαφορά μεταξύ των FDTD μεθόδων είναι 6.56% και συμβαίνει σε μήκος φράγματος συζεύκτη $L_g = 80\Lambda$. Αυτό οφείλεται στις διαφορετικές αριθμητικές ιδιότητες των μεθόδων που είναι πιο έντονες για δομές μεγάλου μεγέθους [102], [88], και φαίνεται να είναι πιο έντονες στην TM πόλωση. Επίσης σημαντική διαφορά (6.20%) παρατηρείται σε μικρά μήκη συζεύκτη, $L_g = 5\Lambda$, και αυτό είναι μάλλον λόγω του μικρού του συζεύκτη, γεγονός που παρατηρήθηκε και στην περίπτωση TE πόλωσης. Γενικά η διαφορά μεταξύ της FDTD(2,2) και FDTD(2,4) μεθόδων είναι πιο έντονη στην περίπτωση TM πόλωσης αφού το ηλεκτρικό πεδίο E_x, E_y μπορεί να είναι ασυνεχές στις διηλεκτρικές επιφάνειες



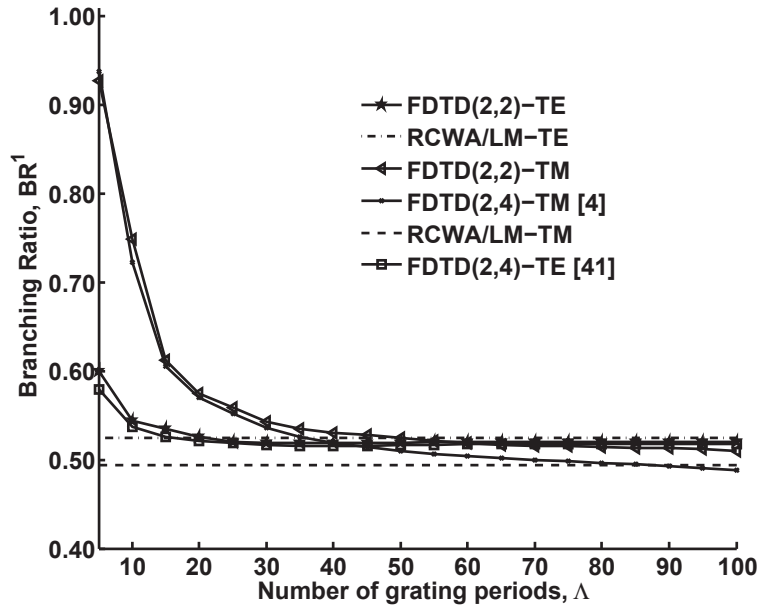
Σχήμα 4.9: CE_c^1 για τον συζεύκτη SRGC 2-επιπέδων για TE, TM πόλωση σαν συνάρτηση του αριθμού περιόδων φράγματος (L_g/Λ)

του SRGC συζεύκτη, και άρα έτσι οι μεταβολές του ηλεκτρικού πεδίου είναι πιο απότομες από την περίπτωση TE πόλωσης όπου το ηλεκτρικό πεδίο E_z είναι συνεχές.

Στο Σχ. 4.10 παρουσιάζονται τα branching ratios (BR^1) σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων φράγματος. Προφανώς δεν υπάρχει κατευθυντικότητα στην σύζευξη εξόδου αφού η ισχύς περιθλάται ισχυρά σχεδόν εξ' ίσου και στις δυο περιοχές του cover και substrate. Αυτό αναμένεται για τον συμμετρικό συζεύκτη SRGC 2-επιπέδων όπου δεν έγινε ιδιαίτερο σχέδιο για κατευθυντικότητα. Αυτή η μη-κατευθυντικότητα στην σύζευξη φαίνεται από τα (BR^1) υπολογισμένα με τις FDTD(2,2) και FDTD(2,4) μεθόδους, αφού και για τις 2 πολώσεις τα (BR^1) συγκλίνουν, καθώς ο αριθμός των περιόδων του φράγματος αυξάνει, στην τιμή 0.5, που σημαίνει ότι $CE_c^1 \simeq CE_s^1$. Οι FDTD(2,2) και FDTD(2,4) BR^1 τιμές είναι σε καλή συμφωνία, καθώς ο αριθμός των περιόδων του φράγματος αυξάνει (πάνω από 40), και συγκλίνουν κοντά στις αντίστοιχες RCWA/LM τιμές για TE και για TM πόλωση. Όμως για μικρό αριθμό περιόδων οι FDTD(2,2) και FDTD(2,4) BR^1 τιμές είναι σημαντικά διαφορετικές από τις RCWA/LM τιμές και αυτό αποδίδεται, όπως αναφέρθηκε πριν, στα φαινόμενα πλευρών-γωνιών, που είναι πιο έντονα για συζεύκτες μικρού μήκους, και δεν περιέχονται στην προσεγγιστική RCWA/LM ανάλυση.

Ο πίνακας 2 δείχνει όλες τις περιθλαστικές αποδόσεις όμοια με την περίπτωση του VHGC συζεύκτη. Ειδικότερα, για την περίπτωση του συζεύκτη με το μέγιστο μήκος που αναλύθηκε ($L_g = 100\Lambda$), παρουσιάζονται οι αποδόσεις σύζευξης στο cover (CE_c^1 , CE_c), substrate (CE_s^1 , CE_s), ολικής ανάκλασης (CE_r), ολικής διέλευσης (CE_t).

Αυτός ο SRGC συζεύκτης 2-επιπέδων σχεδιάστηκε (παρόμοια με τον VHGC) να περιθλά φως στην πρώτη τάξη περίθλασης στο cover και στο substrate (σε γωνίες θ_c και θ_s διαφορετικές του μηδενός όπως αναφέρθηκε προηγουμένως) και όλες οι ανώτερες τάξεις περίθλασης δεν μπορούν λόγω σχεδιασμού να υπάρξουν σ' αυτές τις



Σχήμα 4.10: Branching ratio (BR^1) για τον συζεύκτη SRGC 2-επιπέδων για TE, TM πόλωση σαν συνάρτηση του αριθμού περιόδων φράγματος (L_g/Λ)

Πίνακας 4.2: Απόδοση συζεύκτη επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων και σύγκριση δι-αφόρων αριθμητικών μεθόδων (όλες οι αποδόσεις σύζευξης εκφράζονται σε: %)

TE Πόλωση							
$L_g = 100\Lambda$	CE_c^1	CE_c	CE_s^1	CE_s	CE_r	CE_t	sum*
FDTD(2,2)	43.79	43.87	38.41	40.36	1.339	14.73	100.30
FDTD(2,4) [47]	44.06	44.19	38.98	40.81	1.074	15.29	101.37
RCWA/LM	44.40	44.40	40.21	40.21	-	15.39	100.00
TM Πόλωση							
$L_g = 100\Lambda$	CE_c^1	CE_c	CE_s^1	CE_s	CE_r	CE_t	sum*
FDTD(2,2)	24.22	24.27	23.29	26.36	1.914	47.61	100.16
FDTD(2,4) [44, 45]	25.78	25.92	23.46	26.94	1.907	45.75	100.51
RCWA/LM	26.24	26.24	26.94	26.94	-	46.82	100.00

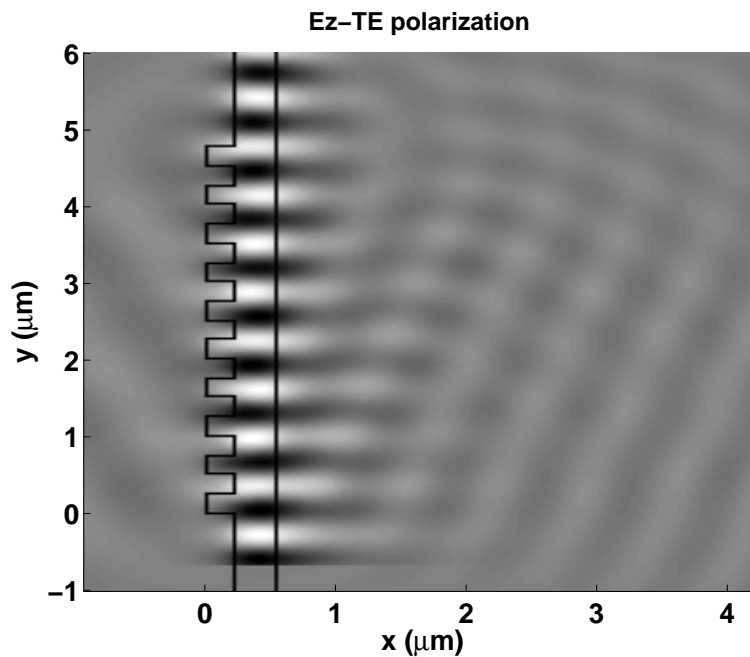
*sum = $CE_c + CE_s + CE_t + CE_r$

περιοχές. Άρα σε ένα ιδανικό σχέδιο, όπως και στην περίπτωση του VHGC συζεύκτη, η cover ολική απόδοση σύζευξης και η cover απόδοση σύζευξης πρώτης τάξης πρέπει να είναι ίσες ($CE_c^1 = CE_c$). Η ίδια λογική πρέπει να ισχύει και για την συβ-στρατε ολική απόδοση σύζευξης και για την συβ-στρατε απόδοση σύζευξης πρώτης τάξης ($CE_s^1 = CE_s$). Παρόλα αυτά λόγω της ασυνέχειας μεταξύ του κυματοδηγού και του περιθλαστικού φράγματος, της πολλαπλή αλληλεπίδραση ρυθμών (edge effects), και του πεπερασμένου μήκους (πεπερασμένος αριθμός περιόδων), είναι δυνατόν το φως να περιθλάται (σχεδιάζεται) σε διάφορες διευθύνσεις διαφορετικές από την διεύθυνση πρώτης τάξης. Αυτό το φαινόμενο μπορεί να εκφραστεί με την διαφορά μεταξύ CE_c , CE_c^1 και CE_s , CE_s^1 , για το cover και για το substrate, αντίστοιχα. Για την περίπτωση του SRGC συζεύκτη που παρουσιάζεται εδώ, αυτά τα φαινόμενα είναι πιο εμφανή από τα αντίστοιχα φαινόμενα του VHGC συζεύκτη. Στον πίνακα 2 οι cover αποδόσεις σύζευξης διαφέρουν περίπου κατά 0.1% ενώ στο substrate περίπου κατά 1%, γεγονός που δηλώνει ότι η σκέδαση σε διευθύνσεις διαφορετικές της πρώτης τάξης περίθλασης είναι πιο έντονη στο substrate. Αυτό είναι εμφανές στο Σχ. 4.11 για την περίπτωση του συζεύκτη SRGC 2-επιπέδων μήκους $L_g = 10\lambda$ όπου φαίνεται το ηλεκτρικό πεδίο σε κατάσταση ισορροπίας. Τα φαινόμενα ανάκλασης του προσπίπτοντος ρυθμού στην διαχωριστική επιφάνεια κυματοδηγού/φράγματος είναι εμφανή στον υπολογισμό της απόδοσης σύζευξης CE_r η οποία σ' αυτή τη περίπτωση είναι μεταξύ 1-1.9% (μεγαλύτερη από την VHGC περίπτωση αφού η επιφανειακή διαμόρφωση του φράγματος δημιουργεί ισχυρότερες ασυνέχειες στον δείκτη διάθλασης).

Το άθροισμα της απόδοσης σύζευξης ($CE_c + CE_s + CE_r + CE_t$) δείχνει πόσο καλά ικανοποιείται το ισοζύγιο ισχύος. Από τα αποτελέσματα του πίνακα 2 παρατηρείται ότι το άθροισμα της απόδοσης σύζευξης μπορεί να υπερβεί την ιδανική τιμή 100% κατά 1.37% το πολύ για την TE πόλωση και κατά 0.51% το πολύ για την TM πόλωση. Αυτά τα σφάλματα μπορεί να αποδοθούν στο φαινόμενα που συζητήθηκαν προηγουμένως στην VHGC περίπτωση. Όμοια με την VHGC περίπτωση, από τα δεδομένα σύγκλισης στο Σχ. 4.6, παρατηρείται ότι η κύρια πηγή στο σφάλμα ισχύος είναι το μέγεθος του κελιού. Όταν το μέγεθος του κελιού μειώνεται, το σφάλμα ισχύος τείνει στο μηδέν, δηλαδή το άθροισμα της απόδοσης σύζευξης τείνει στο 100%.

4.5 Συμπεράσματα

Παρουσιάστηκε μια συγκριτική μελέτη του κατευθυντικού VHGC συζεύκτη και του μη κατευθυντικού SRGC συζεύκτη χρησιμοποιώντας τις FDTD(2,2) και FDTD(2,4) μεθόδους. Η απόδοση σύζευξης εξόδου και τα branching ratios υπολογίστηκαν και συγκρίθηκαν με τα αποτελέσματα της RCWA/LM σαν συνάρτηση του μήκους του συζεύκτη για TE και TM πόλωση. Παρουσιάστηκε μία ανάλυση σύγκλισης που δείχνει ότι τεχνικές averaging και regularization μειώνουν τα σφάλματα της FDTD μεθόδου ιδιαίτερα στην περίπτωση του συζεύκτη SRGC 2-επιπέδων όπου η γεωμετρία είναι πιο πολύπλοκη και οι ασυνέχειες της επιτρεπτότητας είναι πιο έντονες σε σχέση με τον VHGC συζεύκτη. Οι FDTD(2,4) μέθοδος γενικά συγκλίνει γρηγορότερα από την FDTD(2,2) για το ίδιο μέγεθος κελιού. Οι διαφορές αποδίδονται στις διαφορετικές αριθμητικές ιδιότητες και στην εξάρτηση του από το μέγεθος του κελιού. Επίσης οι FDTD μέθοδοι συγκλίνουν γρηγορότερα (σαν συνάρτηση του αριθμού των κελιών ανά



Σχήμα 4.11: Ηλεκτρικό πεδίο για συζεύκτη 10 περιόδων SRGC 2-επιπέδων σε κατάσταση ισορροπίας, TE πόλωση.

ελάχιστο μήκος κύματος) εάν εφαρμοστούν τεχνικές (averaging, effective permittivities, local regularization) ώστε να μειωθούν αριθμητικά σφάλματα που προκύπτουν λόγω των ασυνεχειών της επιτρεπτότητας.

Ως προς την υπολογιστική απόδοση η RCWA/LM μέθοδος είναι πολύ γρήγορη, και σχετικά ακριβής για πολλές περιπτώσεις συζευκτών. Οι υπολογιστικοί χρόνοι της RCWA/LM μεθόδου για όλες τις περιπτώσεις που παρουσιάστηκαν εδώ ήταν λιγότερο του δευτερολέπτου (σε κώδικα Fortran και Intel Pentium D-3GHz PC). Η FDTD μέθοδος είναι υπολογιστικά απαιτητική ιδιαίτερα για οπτικά μεγάλους συζεύκτες. Αντιπροσωπευτικοί υπολογιστικοί χρόνοι των FDTD μεθόδων είναι της τάξης ωρών με τους μεγαλύτερους χρόνους για του μεγαλύτερους συζεύκτες (σε Matlab κώδικα, και Intel Pentium D PC). Αναφέρεται ότι το περιβάλλον Matlab ενδέχεται να μην είναι βέλτιστο ως προς την υπολογιστική απόδοση για του FDTD κώδικες. Οι διαφορές στους χρόνους των διαφόρων τεχνικών averaging-regularization δεν είναι σημαντικές διότι εφαρμόζονται πριν την εκτέλεση του FDTD χρονικού βρόχου. Παρόλα αυτά οι FDTD μέθοδοι είναι ακριβείς και λαμβάνουν υπ' όψη φαινόμενα όπως της ανάκλασης του ρυθμού, της πολλαπλής αλληλεπίδρασης ρυθμών, και της διέγερσης των ρυθμών ακτινοβολίας, φαινόμενα που οι προσεγγιστικές μέθοδοι όπως η RCWA/LM αγνοούν. Συνήθως αυτά τα φαινόμενα είναι πιο έντονα στην περίπτωση των SRGC συζευκτών λόγω των ισχυρότερων ασυνεχειών του δείκτη διάθλασης. Στην περίπτωση των VHGC αυτά τα φαινόμενα είναι λιγότερο εμφανή και η RCWA/LM μέθοδος είναι πιο ακριβής. Επιπλέον στην περίπτωση που ο συζεύκτης περιθλαστικού φράγματος μπορεί να υποστηρίξει περισσότερο από ένα διαδιδόμενο ρυθμό οι FDTD μέθοδοι πρέπει να χρησιμοποιηθούν αφού η RCWA/LM μέθοδος τότε δεν μπορεί να αντιμετωπίσει την αλληλεπίδραση των ρυθμών κατά την διέγερση, διάδοση, και διαδικασίες σύζευξης εξόδου/εισόδου και οδηγεί σε εντελώς λανθασμένες προβλέψεις. Αναφέρεται ότι αυτές οι περιπτώσεις δεν είναι συνήθης στους συζεύκτες που παρουσιάστηκαν εδώ όμως μ-

πορούν να εμφανιστούν σε πρακτικούς κατευθυντικούς VHGC συζεύκτες βασισμένους στην τεχνολογία πολυμερών [96] όπου οι προσεγγιστικές μέθοδοι λειτουργούν επαρκώς.

Κεφάλαιο 5

Συζεύκτες Εξόδου Οπτικών

Κυματοδηγών Περιθλαστικών

Φραγμάτων Προτιμητέας Τάξης:

FDTD Ανάλυση

Περιθλαστικοί συζεύκτες προτιμητέας τάξης αναλύονται με τον μέθοδο των πεπερασμένων διαφορών στο πεδίο του χρόνου (FDTD) με χρήση του TF-SF φορμαλισμού για TE και TM πόλωση. Τέσσερα είδη περιθλαστικών συζευκτών προτιμητέας τάξης εξετάζονται: ένας περιθλαστικός συζεύκτης όγκου (volume holographic grating coupler: VHGC), ένας κεκλιμένο παραλληλεπίπεδος περιθλαστικός συζεύκτης επιφανειακής διαμόρφωσης (slanted parallelogrammic surface-relief grating coupler: SPSRGC), ένας περιθλαστικός συζεύκτης διπλής επιφανειακής διαμόρφωσης (double corrugated surface-relief grating coupler: DCSRGC) και ένας περιθλαστικός συζεύκτης επιφανειακής διαμόρφωσης με ανακλαστήρα (reflecting stack surface-relief grating coupler: RSSRGC). Υπολογίζεται η απόδοση σύζευξης εξόδου (CE) και η κατευθυντικότητα (branching ratio: BR) και γίνεται σύγκριση με τα αποτελέσματα της αυστηρής ανάλυσης συζευγμένων κυμάτων σε συνδυασμό με την προσέγγιση διαρρέοντος ρυθμού (RCWA/LM).

5.1 Εισαγωγή

Οι Kogelnik και Sosnowski [55] ήταν οι πρώτοι που μελέτησαν VHGC αποτελούμενους από λεπτά film πάνω σε κυματοδηγούς. Την ίδια διάταξη μελέτησαν αργότερα οι [80] με χρήση θεωρίας διαταραχών και ακολούθησαν οι [97], [98], [96], οι οποίοι παρουσίασαν τον σχεδιασμό κατασκευή και απόδοση VHGC με υψηλή απόδοση και κατευθυντικότητα αλλά και με δυνατότητα εστίασης. Οι Villalaz *et al.* [107], ανέλυσαν VHGC λαμβάνοντας υπόψη της εξάρτηση από την πόλωση (TE, TM), και φαινόμενα απωλειών.

Οι Wang και Dilaura [113], πρώτοι πρότειναν την εισαγωγή ολογραφικών φραγμάτων στο εσωτερικό λεπτών κυματοδηγών. Για τις ίδιες VHGC διατάξεις οι Driemeier *et al.* μελέτησαν πολυμερή υλικά και τεχνικές οπτικής εγγραφής και εισαγωγής τους σε film κυματοδηγών [25], [23], και για την μελέτη της απόδοσης τους χρησιμοποιήθηκε η coupled-wave analysis μέθοδος [24].

Στους συζεύκτες επιφανειακής διαμόρφωσης οι Peng και Tamir [87] μελέτησαν blazed φράγματα (φράγματα τριγωνικού προφίλ) επιφανειακής διαμόρφωσης και την επίδραση τους στην κατευθυντικότητα των συζευκτών. Οι Streifer *et al.* [101], μελέτησαν με χρήση θεωρίας διαταραχών, την επίδραση τέτοιων φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης όταν χρησιμοποιούνται για την σύζευξη ακτινοβολίας laser GaAs GaAlAs. Επιπλέον οι Aoyagi *et al.* [5] παρουσίασαν πειραματικά δεδομένα blazed φραγμάτων με πολύ μεγάλη κατευθυντικότητα (97%). Ο Matsumoto [73], μελέτησε το φαινόμενο blazing και για φράγματα δεύτερης τάξης. Οι Li και Sheard [66], [67] πρότειναν και έδειξαν πειραματικά την χρήση φραγμάτων κεκλιμένης επιφανειακής διαμόρφωσης για την αύξηση της κατευθυντικότητας και ύστερα οι Liao *et al.* [69], χρησιμοποιώντας την ίδια γεωμετρία δημιούργησαν φράγματα εστίασης. Οπτικές διασυνδέσεις βασισμένες σε ορθογωνικά και κεκλιμένα περιθλαστικά φράγματα παρουσιάστηκαν από τους Liao [68] και Miller [74] αντίστοιχα. Οι Hagberg *et al.* [36], σχεδίασαν και κατασκεύασαν lasers (grating-assisted surface emitting lasers: GSEL) επιφανειακής εκπομπής με χρήση φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης (ορθογώνιας και κεκλιμένης) για σύζευξη εξόδου.

Οι Avrutsky *et al.* [6], [7], [8] πρώτοι μελέτησαν συμβολή σε κυματοδηγούς με διπλή χάραξη (doubly corrugated) και πρότειναν αυτή τη γεωμετρία για κατασκευή συζευκτών αυξημένης κατευθυντικότητας και λειτουργίας απλής τάξης. Οι Brazas *et al.* [15] χρησιμοποίησαν doubly corrugated φράγματα για σχεδιασμό συζευκτών εξόδου υψηλής απόδοσης και πρότειναν την τεχνική thermal evaporation για την κατασκευή τους τονίζοντας την επιλογή της οριζόντιας απόκλισης των μεταξύ των φραγμάτων.

Οι Agrawal *et al.* [3] πρότειναν την αύξηση της κατευθυντικότητας των συζευκτών με την χρήση διηλεκτρικής ανακλαστικής στοίβας (dielectric stack reflector) στο υπόστρωμα (substrate) του κυματοδηγού για την ανάκλαση της περιθλώμενης προς το υπόστρωμα ισχύος και την ανακατεύθυνση προς το κάλυμμα (cover). Αυτής την τεχνική εφάρμοσαν και οι Roncone *et al.* [92], [91], και κατασκεύασαν συζεύκτη που πειραματικά απέδωσε κατευθυντικότητα πάνω από 98%. Την ίδια τεχνική εφάρμοσαν και οι Eriksson *et al.* [26], για την βελτίωση της απόδοσης των GSEL.

Σ' αυτό το κεφάλαιο αναλύονται ολογραφικοί (VHGC) και επιφανειακής διαμόρφωσης (SPSRGC, DCSRGC, RSSRGC) περιθλαστικοί συζεύκτες εξόδου προτιμητέας τάξης με χρήση της FDTD μεθόδου. Χρησιμοποιούνται τεχνικές βελτίωσης της ακρίβειας της FDTD για ανάλυση περιθλαστικών συζευκτών εξόδου [84]. Ειδικότερα στην παρ. 5.2 παρουσιάζεται η γεωμετρία των συζευκτών και του υπολογιστικού χωρίου. Η παρ. 5.3 περιέχει σχεδιαστικές λεπτομέρειες των συζευκτών και τα αποτελέσματα της FDTD για TE και TM πόλωση (απόδοση συζευκτών, σχέση απόδοσης-σχεδιαστικών παραμέτρων και ευαισθησία απόδοσης στην μεταβολή μήκους κύματος). Τέλος τα συμπεράσματα της μελέτης περιέχονται στην παρ. 5.4

5.2 Γεωμετρία Περιθλαστικού Συζεύκτη Εξόδου Προτιμητέας Τάξης

Το υπολογιστικό χωρίο κυματοδηγού περιθλαστικού συζεύκτη εξόδου (για λόγους οικονομίας ο όρος 'εξόδου' παραλείπεται) φαίνεται στο Σχ. 5.1. Ο συζεύκτης θεωρείται ομογενής κατά την \hat{z} διεύθυνση και έτσι αναπαριστά ένα 2D ηλεκτρομαγνητικό πρόβλημα. Το υπολογιστικό χωρίο περιβάλλεται από απορροφητικό στρώμα, CPML, πάχους d . Εδώ έχει επιλεγεί το CPML αντί του UPML, διότι όπως έχει αναφερθεί στο Κεφ. 2 έχει καλύτερες απορροφητικές ιδιότητες, υπολογιστικά είναι πιο αποδοτικό, και κυρίως γενικεύεται ευκολότερα σε υλικά με διασπορά και μη γραμμικότητα. Το κάλυμμα (cover), ο πυρήνας (film) και το υπόστρωμα (substrate) του κυματοδηγού φαίνονται στο Σχ. 5.1 και άρα η γεωμετρία είναι αυτή διηλεκτρικής φέτας (slab). Η περιοχή του περιθλαστικού φράγματος έχει πάχος t_g κατά τον x -άξονα και μήκος L_g κατά τον y -άξονα και μπορεί να περιέχει ολογραφικό ή επιφανειακής διαμόρφωσης φράγμα και μπορεί να είναι πάνω (όπως στο Σχ.5.1) ή μέσα στην περιοχή του film.

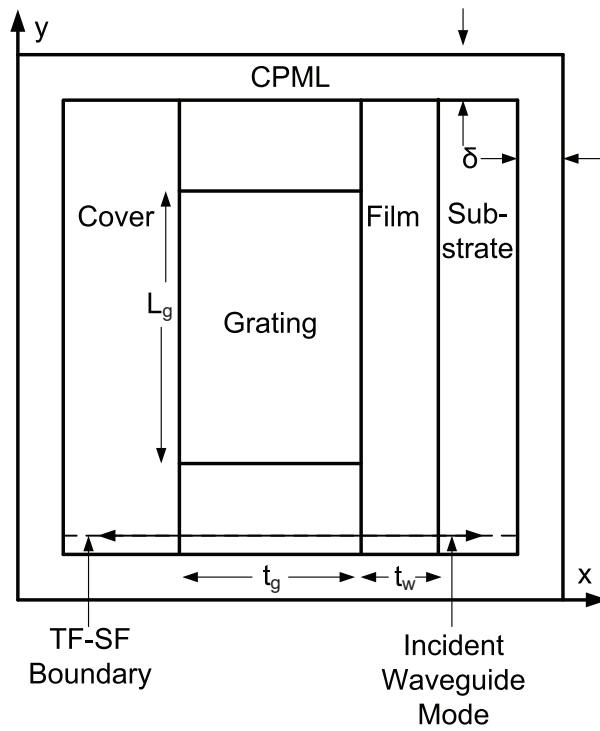
Το TF-SF σύνορο (Σχ. 5.1) είναι μια γραμμή (πραγματικά σε 3D είναι επίπεδο) κατά μήκος του x -άξονα (χωρίς να εισέρχεται στο CPML), το οποίο διαχωρίζει την περιοχή ολικού πεδίου (πάνω από την TF-SF γραμμή) και στη περιοχή σκεδαζόμενου πεδίου (κάτω από την TF-SF γραμμή). Χρησιμοποιείται για την εισαγωγή του προσπίπτοντος ρυθμού του κυματοδηγού στο υπολογιστικό χωρίο 1. Ο προσπίπτον ρυθμός του κυματοδηγού έχει χρονικά εξαρτώμενη μορφή (για σταθερό y):

$$\vec{U}_{inc} = \hat{z}g(x)h(t)\cos(\omega t - \beta y), \quad (5.1)$$

όπου \vec{U}_{inc} αναπαριστά άνυσμα ηλεκτρικού ή μαγνητικού πεδίου για TE ή TM προσπίπτουσα πόλωση αντίστοιχα, $g(x)$ είναι το προφίλ του ρυθμού (υπολογισμένο με την μέθοδο πίνακα μεταφοράς (transfer matrix method [54]), $\omega = 2\pi c/\lambda_0$, όπου c η ταχύτητα του φωτός, λ_0 είναι το μήκος κύματος στο κενό και $h(t)$ είναι ένα χρονικό παράθυρο Hanning που μειώνει το αριθμητικό σφάλμα που παράγεται από την απότομη εισαγωγή της πηγής και μειώνει τον υπολογιστικό χρόνο ώστε τα πεδία να φτάσουν σε κατάσταση ισορροπίας [35]. Για την εφαρμογή της TF-SF τεχνικής το πεδίο του προσπίπτοντος ρυθμού παρέχεται από ένα βοηθητικό πλέγμα. Αυτό το πλέγμα περιβάλλεται από ένα όμοιο CPML έχει το ίδιο μήκος κατά τον x -άξονα όπως το κυρίως πλέγμα όμως εκτείνεται μόνο μερικά κελιά κατά τον y -άξονα και δεν περιέχει το περιθλαστικό φράγμα. Δείγματα συζευκτών περιθλαστικών φραγμάτων προτιμητέας τάξης που μελετήθηκαν φαίνονται στο Σχ.5.2. Στο Σχ. 5.2(α) φαίνεται ένα VHGC, όπου το ολογραφικό φράγμα έχει περιθλαστικό άνυσμα \vec{K} , γωνία κλίσης ϕ και Λ περίοδο του περιθλαστικού φράγματος. Η επιτρεπτότητα του ολογραφικού περιθλαστικού φράγματος στην γενική περίπτωση εκφράζεται από την παρακάτω σειρά Fourier:

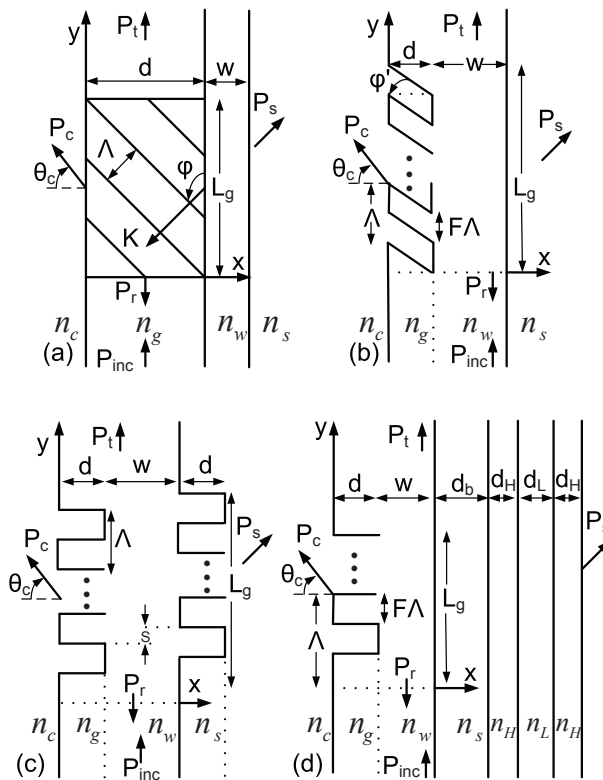
$$\epsilon = \epsilon_{avg.} + \sum_{p=1}^{\infty} \epsilon_p^c \cos(p\vec{K} \cdot \vec{r}) + \sum_{p=1}^{\infty} \epsilon_p^s \sin(p\vec{K} \cdot \vec{r}) \quad (5.2)$$

όπου $\epsilon_{avg.}$ είναι η μέση επιτρεπτότητα, ϵ_p^c (ϵ_p^s), είναι η p -τάξης αρμονική συνημίτονου (η-



Σχήμα 5.1: Γεωμετρία κυματοδηγού περιθλαστικού φράγματος προτιμητέας τάξης και του πλήρους υπολογιστικού χώριου (πραγματικού+CPML) που χρησιμοποιείται στην FDTD ανάλυση.

μιτόνου) και $\vec{r} = x\hat{x} + y\hat{y}$ είναι το άνωσμα θέσης. Ένας κεκλιμένος παραλληλεπίπεδος περιθλαστικός συζεύκτης επιφανειακής διαμόρφωσης φαίνεται στο Σχ. 5. 2(b). έχει περίοδο Λ , γωνία κλίσης ϕ' , filling factor $F = 0.5$, και πάχος d . Στο Σχ. 5.2(c) φαίνεται ένας περιθλαστικός συζεύκτης διπλής επιφανειακής διαμόρφωσης. Περιλαμβάνει δύο περιθλαστικά φράγματα επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων περιόδου Λ , με filling factor $F = 0.5$, και πάχος d , που είναι μετατοπισμένα μεταξύ τους απόσταση s κατά τον y -άξονα. Στο σχήμα 5.2(d) φαίνεται ένας περιθλαστικός συζεύκτης επιφανειακής διαμόρφωσης με ανακλαστήρα. Περιλαμβάνει ένα περιθλαστικό φράγμα επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων περιόδου Λ , με filling factor $F = 0.5$, και πάχος d , με την προσθήκη ανακλαστικής στοιβάς που περιέχει εναλλασσόμενες διηλεκτρικές φέτες (slabs), υψηλού (n_H) και χαμηλού (n_L) δείκτη διάθλασης, που δρά ως καθρέπτης με σκοπό να αυξήσει της ισχύ P_c που διαδίδεται στην περιοχή του cover.



Σχήμα 5.2: Τύποι κυματοδηγών συζευκτών εισόδου περιθλαστικών φραγμάτων προτιμητέας τάξης: (a) VHGC, (b) SPSRGC, (c) DCSRGC, (d) RSSRGC.

5.3 Αποτελέσματα

Η ακρίβεια της FDTD μειώνεται (Κεφ. 2) κατά την εφαρμογή της στην ηλεκτρομαγνητική ανάλυση των παραπάνω συζευκτών λόγω των ασυνεχειών της επιτρεπτότητας, και της πολυπλοκότητας της γεωμετρίας τους όπου οι διηλεκτρικές επιφάνειες που περιέχουν ενδέχεται να μην συμπίσουν με κόμβους του πλέγματος της FDTD. Για να αποκαταθεί η ακρίβεια της FDTD εφαρμόζεται η τεχνική ομαλοποίησης της επιτρεπτότητας που περιγράφεται στην παρ. 2.2.1. Ειδικότερα για τους VHGC, DCSRGC, RSSRGC όπου οι διηλεκτρικές επιφάνειες είναι παράλληλες ή κάθετες στην στοιχειώδη κυψελίδα

του FDTD πλέγματος, εφαρμόζονται οι εξ. 2.21 και 2.22. ενώ στην περίπτωση του SSRGC εφαρμόζονται οι εξ. 2.24-2.26, καθώς υπάρχουν διηλεκτρικές επιφάνειες που τέμνουν την κυψελίδα της FDTD υπό γωνία (θ στην εξ. 2.26).

Η απόδοση των συζευκτών ποσοτικοποιείται με τον υπολογισμό της απόδοσης σύζευξης CE_i^1 ($CE_i^1 = P_i^1/P_{inc.}$, $i = c, s$ όπου c υποδηλώνει το cover και s υποδηλώνει το substrate) της πρώτης τάξης περίθλασης. Επίσης υπολογίζεται η κατευθυντικότητα BR^1 ($BR^1 = P_c^1/(P_c^1 + P_s^1)$), που σχετίζεται με την σύζευξη προτιμητέας τάξης στο cover. Επιπλέον υπολογίζεται η P_i ($i = c, s$) που είναι η ολική ισχύς που περιθλάται στην περιοχή i , και η κατευθυντικότητα BR ($BR = P_c/(P_c + P_s)$), που σχετίζεται με την ολική ισχύ σύζευξης στη περιοχή του cover. Σημειώνεται ότι οι συζευκτες εξόδου είναι σχεδιασμένοι για σύζευξη του φωτός στο cover μόνο και στην διεύθυνση που αντιστοιχεί στη πρώτη τάξη περίθλασης. Παρόλα αυτά λόγω φαινομένων σκέδασης είναι δυνατόν το φως να συζευκτεί και σε άλλες διευθύνσεις. Γι' αυτό το λόγο πρέπει να οριστεί η κατευθυντικότητα BR σχετιζόμενη με την ολική ισχύ σύζευξης στο cover. Έτσι η διαφορά BR^1 και BR είναι ένα μέτρο της μη κατευθυνόμενης σκέδασης του συζευκτή. Οι P_i^1 και P_i υπολογίζονται με χρήση των εξ. 4.2-4.4 όπως στην παρ. 4.2.

Για όλους τους περιθλαστικούς συζευκτες που αναλύονται σε αυτήν την εργασία, το μήκος κύματος της διέγερσης στον ελεύθερο χώρο είναι $\lambda_0 = 1\mu m$ και έχουν σχεδιαστεί ώστε η γωνία σύζευξης εξόδου να είναι, $\theta_c = -2\text{deg.}$. Το πάχος του CPML είναι $\delta = 32\Delta$ ($\Delta = \Delta x$ ή Δy) (δ στο Σχ. 5.1). Οι παράμετροι του CPML $R(0)$ και m (Κεφ. 7 αναφ. [102]) που αντιστοιχούν στον συντελεστή ανάκλασης από το CPML, για κάθετη πρόσπτωση, και στην πολυωνυμική τάξη της συνάρτησης αγωγιμότητας του CPML αντίστοιχα, επιλέχθηκαν να είναι $R(0) = 10^{-7}$ και $m = 3$ όπου ύστερα από εκτεταμένα tests, θεωρούνται κατάλληλα για προβλήματα κυματοδηγησης [102]. Επιπλέον τυπικές τιμές (Κεφ. 7 [102]) $m_\alpha = 3$, $\alpha_{max} = 0.24$, δόθηκαν στις παραμέτρους της πολυωνυμικής μεταβολής του συντελεστή α_w ($\alpha_w = \alpha_{max}((d-w)/d)^{m_\alpha}$, $0 \leq w \leq d$, με $w = 0$ στο μπροστινό μέρος του CPML και $w = x, y$), του CPML, που εμφανίζεται στον ορισμό των CPML stretching factors: $s_w = \kappa_w + \sigma_w/(\alpha_w + j\omega\epsilon_0)$ [102], [90]. Για όλες τις περιπτώσεις η βέλτιστη μέγιστη αγωγιμότητα σ_{max} , του CPML, επιλέχθηκε σύμφωνα με την $\sigma_{max}\Delta = -(m+1)\ln[R(0)]/2\eta N$, $N = 32$ κελιά, και η είναι η κυματική αντίσταση του CPML. Έτσι ο αριθμός των κελιών στην περιοχή του CPML παραμένει σταθερός (32 κελιά), ανεξάρτητος από το μέγεθος του κελιού.

Η επιλογή του μήκους του x -άξονα του υπολογιστικού χωρίου θέλει προσοχή λόγω των αποσβένοντων ουρών του προσπίπτοντος ρυθμού του κυματοδηγού. Το μήκος του x -άξονα επιλέγεται ώστε οι αποσβένοντες ουρές του προσπίπτοντος ρυθμού του κυματοδηγού να έχουν πολύ μικρή τιμή στην επιφάνεια του CPML στην δεξιά και την αριστερή πλευρά του πλέγματος (Σχ. 5.1). Σε όλες τις περιπτώσεις το μήκος του υπολογιστικού χωρίου κατά τον x -άξονα επιλέχθηκε ώστε $f(x_L \text{ ή } x_R)/f_{max} < 10^{-4}$ όπου x_L και x_R αντιστοιχούν στην αριστερή και δεξιά επιφάνεια του υπολογιστικού χωρίου με το CPML στρώμα κατά μήκος του x -άξονα, και f αντιστοιχεί στην ηλεκτρική ή μαγνητική συνιστώσα του πεδίου του προσπίπτοντος ρυθμού κυματοδηγησης (για TE ή TM πόλωση αντίστοιχα). Αφού σε όλες τις περιπτώσεις το cover είναι αέρας και το substrate είναι κάποιο διηλεκτρικό $|x_R| > |x_L|$. Μικρότερες τιμές της $f(x_L \text{ ή } x_R)/f_{max}$ δεν αλλάζουν σημαντικά τα αποτελέσματα αλλά αυξάνουν χωρίς ουσιαστικό λόγο το μέγεθος του υπολογιστικού χωρίου. Το μέγιστο μέγεθος του κελιού Δ (όπου $\Delta = \max\{\Delta x, \Delta y\}$, και που γενικά τα $\Delta x, \Delta y$ δεν είναι ίσα εάν είναι να συμπέσουν

οι επιφάνειες επιτρεπτότητας με πλεγματοκούς κόμβους) επιλέγεται ως $\Delta = \lambda_{min}/N$, όπου N είναι ο αριθμός των κελιών ανά ελάχιστο μήκος κύματος και το αντίστοιχο χρονικό βήμα για την FDTD(2,2) μέθοδο είναι $\Delta t = \min\{\Delta x, \Delta y\}/(2c)$.

5.3.1 Σχεδιασμός Περιθλαστικών Συζευκτών

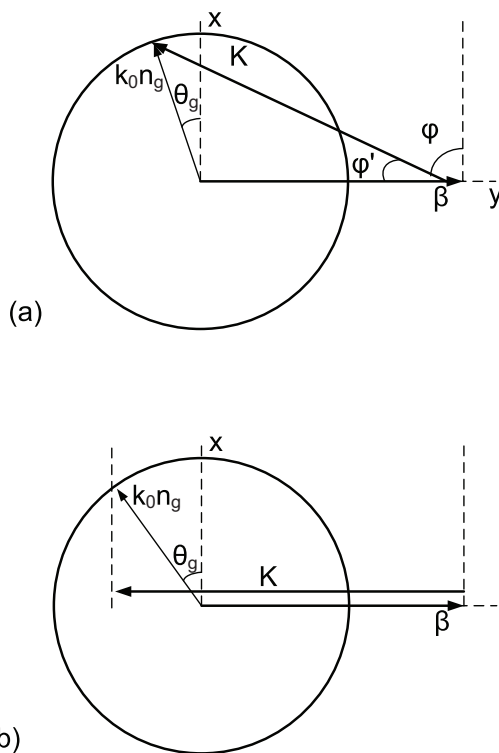
Όλοι οι περιθλαστικοί συζεύκτες έχουν σχεδιαστεί ώστε η συνθήκη Bragg πρώτης τάξης να ικανοποιείται προσεγγιστικά. Ο σχεδιασμός είναι προσεγγιστικός διότι η σταθερά διάδοσης κυματοδηγησης, β , εκτιμάται είτε χωρίς να είναι παρών το περιθλαστικό φράγμα (VHGC) είτε χρησιμοποιώντας ένα προσεγγιστικό στρώμα υλικού στην θέση του φράγματος (SSRGC, DCSRGC, RSSRGC).

5.3.1.1 Ολογραφικός Περιθλαστικός Συζεύκτης Όγκου (VHGC)

Ο VHGC σχεδιάστηκε ώστε να επιδεικνύει προτιμητέα σύζευξη στην περιοχή cover για την πρώτη τάξη περίθλασης. Το υλικό της περιοχής του film αντιστοιχεί στο DuPont's OmniDex 613 φωτοπολυμερές με δείκτη διάθλασης $n_w = 1.50$. Ο δείκτης διάθλασης του substrate και του cover είναι (Σχ. 5.2a) $n_s = 1.4567$ (γυαλί) και $n_c = 1.0$ (αέρας). Η περιοχή του περιθλαστικού φράγματος εγγράφεται ολογραφικά στη περιοχή του film του κυματοδηγού και έχει μέση επιτρεπτότητα $\epsilon_{avg.} = 2.25\epsilon_0$ ($n_g = 1.5$), και πρώτης τάξης συνημιτονοειδής σχετικής επιτρεπτότητας παράμετρο [$p = 1$ στην Εξ. 5.2] διαμόρφωσης $\epsilon_1^z = 0.06\epsilon_0$ με ϵ_0 την επιτρεπτότητα του κενού. Το πάχος του film είναι $w = 0.4\mu m$, το πάχος του περιθλαστικού φράγματος είναι $d = 6.0\mu m$ και πέντε TE, TM ρυθμοί υποστηρίζονται, όμως οι TE₀, TM₀ χρησιμοποιούνται για την διέγερση της δομής. Η επιλογή της περιόδου του φράγματος Λ και της γωνίας κλίσης ϕ του VHGC έγινε με χρήση της προσαρμογής φάσης (phase matching) για την πρώτη τάξη περίθλασης, που φαίνεται σχηματικά στο Σχ. 5.3(a). Ειδικότερα από την προσαρμογή φάσης κατά την y-διεύθυνση προκύπτει ότι $K_y = K \sin \phi = \beta + k_0 n_g \sin \theta_c$, όπου η σταθερά διάδοσης β παρέχεται από την μέθοδο πινάκα μεταφοράς (transfer matrix) για την δομή χωρίς το φράγμα περίθλασης, και $\theta_c = -2\text{deg.}$. Επίσης είναι $K = [K_y^2 + (k_0 n_g \cos \theta_g)^2]^{1/2}$, $\Lambda = 2\pi/K$, και $\phi = \sin^{-1}(K_y/K)$. Έτσι για το σχέδιο πρώτης περιθλαστικής τάξης, η περιθλαστική περίοδος και η γωνία κλίσης πρέπει να είναι $\Lambda = 465.2\text{nm}(465.5\text{nm})$, $\phi = 45.67\text{deg.}(45.73\text{deg.})$ για TE(TM) πόλωση.

5.3.1.2 Κεκλιμένος Παραλληλεπίπεδος Περιθλαστικός Συζεύκτης Επιφανειακής Διαμόρφωσης (SSRGC)

Ο SSRGC που φαίνεται στο Σχ. 5.2(b) έχει πάχος $w = 0.4\mu m$ και πάχος περιθλαστικού φράγματος, $d = 0.2\mu m$. Ο δείκτης διάθλασης στην περιοχή cover είναι $n_c = 1$, στην περιοχή του substrate $n_s = 1.5166$, και στις περιοχές του κυματοδηγού και του περιθλαστικού φράγματος $n_w = n_g = 1.56$. Υποστηρίζεται ένας TE, TM ρυθμός κυματοδηγησης. Από την προσαρμογή φάσης κατά την y-διεύθυνση για την πρώτη τάξη περίθλασης, που φαίνεται σχηματικά στο Σχ. 5.3(a), η περίοδος του φράγματος και η γωνία κλίσης πρέπει να είναι, $\Lambda_y = 664.9\text{nm}(668.5\text{nm})$, $\phi = 40.39\text{deg.}(40.54\text{deg.})$ για TE (TM) πόλωση.



Σχήμα 5.3: Προσαρμογή Φάσης για την Πρώτη Περιθλαστική Τάξη: (a) VHGC, SSRGC, (b) DCSRGC, RSSRGC

5.3.1.3 Περιθλαστικός Συζεύκτης Διπλής Επιφανειακής Διαμόρφωσης (DCSRGC)

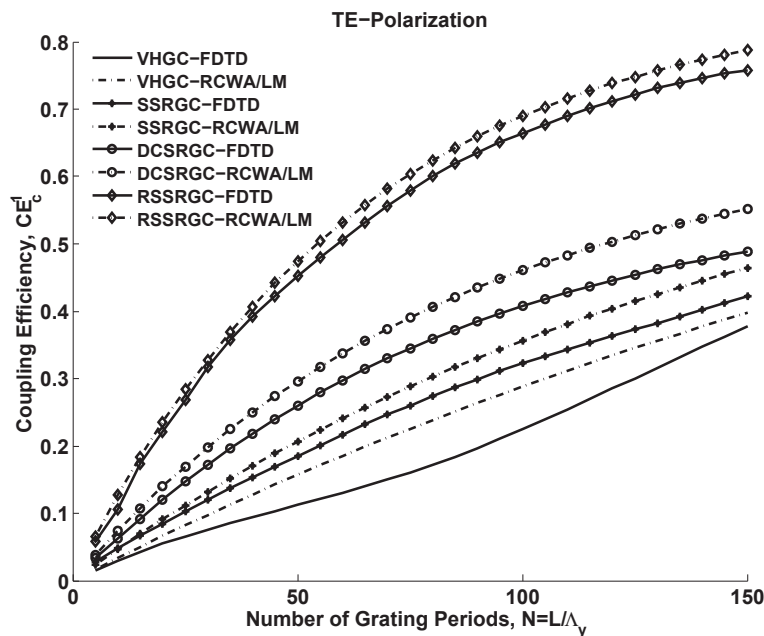
Ο DCSRGC συζεύκτης που φαίνεται στο Σχ. 5.2 (c), αποτελείται από δύο περιθλαστικά φράγματα επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων που το καθένα έχει πάχος $d = 0.2\mu m$, και το film του κυματοδηγού μεταξύ τους έχει πάχος $w = 0.4\mu m$. Ο δείκτης διάθλασης του film είναι $n_w = 1.5 (= n_g$ στο Σχ. 5.2c), και ο δείκτης διάθλασης του cover και substrate είναι $n_c = 1$, $n_s = 1.4567$ αντίστοιχα. Στην περιοχή του κυματοδηγού υποστηρίζεται ένας μόνο TE και TM ρυθμός. Από την συνθήκη προσαρμογής φάσης κατά την y-διεύθυνση για την πρώτη τάξη περίθλασης, που φαίνεται σχηματικά στο Σχ. 5.3 (b) προκύπτει ότι $K_y = K (= 2\pi/\Lambda) = \beta + k_0 n_c \sin \theta_c$, $\theta_c = -2\text{deg}$. Έτσι η περίοδος του φράγματος πρέπει να είναι $\Lambda = 660.0nm(663.7nm)$, για την TE(TM) πόλωση. Ο ρόλος των δύο περιθλαστικών φραγμάτων είναι να αυξηθεί η ισχύς περίθλασης στην περιοχή του cover και να μειωθεί η ισχύς περίθλασης στην περιοχή του substrate, και έτσι να επιτευχθεί υψηλότερη κατευθυντικότητα στην περιοχή του cover. Αυτό επιτυγχάνεται με την εισαγωγή χωρικής μετατόπισης 's' κατά την y-διεύθυνση μεταξύ των δύο περιθλαστικών φραγμάτων, δημιουργώντας έτσι διαφορά φάσης μεταξύ της πρώτης τάξης περίθλασης των δύο φραγμάτων έτσι ώστε να εννοείται η ενισχυτική (καταστρεπτική) συμβολή στο cover, substrate. Η τιμή $s = 0.67(0.09)\Lambda$ για την TE (TM) πόλωση είναι η τιμή που υπολογίζεται από την RCWA/LM μέθοδο έτσι ώστε να μεγιστοποιείται η κατευθυντικότητα για τα παραπάνω design. Η RCWA/LM είναι προσεγγιστική μέθοδος, άρα η ακριβής επίλυση των εξισώσεων Maxwell αναμένεται να καθορίζει την παράμετρο 's' που οδηγεί στην μέγιστη κατευθυντικότητα με μεγαλύτερη ακρίβεια.

5.3.1.4 Περιθλαστικός Συζεύκτης με Ανακλαστήρα (RSSRGC)

Ο RSSRGC που φαίνεται στο Σχ. 5.2 (d), περιέχει ένα περιθλαστικό φράγμα 2-επιπέδων πάχους $d = 0.2\mu m$ στην περιοχή του film. Το πάχος του film κάτω από το περιθλαστικό φράγμα είναι $w = 0.4\mu m$. Το πάχος του buffer που φαίνεται στο Σχ. 5.2 (d) είναι $d_b = 1\mu m$, και το πάχος του ανακλαστήρα υψηλού (χαμηλού) δείκτη διάθλασης είναι $d_H = 0.1052\mu m$ ($d_L = 0.1713\mu m$). Τα πάχη των στρωμάτων του ανακλαστήρα υπολογίζονται από $d_{H,L} = \frac{\lambda_0/n_{H,L}}{4 \cos \theta_{H,L}}$ (στρώμα ενός τετάρτου μήκους κύματος: quarter wavelength layers), όπου $\theta_{H,L} = \sin^{-1}(n_c \sin \theta_c/n_{H,L})$, έτσι ώστε τα στρώματα $n_{H,L}$ επιδρούν ανακλαστικά αυξάνοντας την κατευθυντικότητα του συζεύκτη προς την περιοχή του cover. Ο δείκτης διάθλασης στο cover είναι $n_c = 1$, στο film $n_w = 1.6$, στο buffer και στο substrate $n_b = n_s = 1.4567$, και στο στρώμα υψηλού (χαμηλού) δείκτη διάθλασης του ανακλαστήρα $n_H = 2.38$ ($n_L = 1.46$). Η συνθήκη της περιθλασης πρώτης τάξης στο cover καθορίζεται μόνο από την περίοδο του φράγματος, Λ , και υπολογίζεται όπως στην περίπτωση του DCSRGC με βάση το Σχ. 5.3(a) όπου φαίνεται σχηματικά η συνθήκη προσαρμογής φάσης κατά την y-διεύθυνση για την πρώτη τάξη περιθλασης.

5.3.2 Απόδοση Περιθλαστικών Συζευκτών Προτιμητέας Τάξης

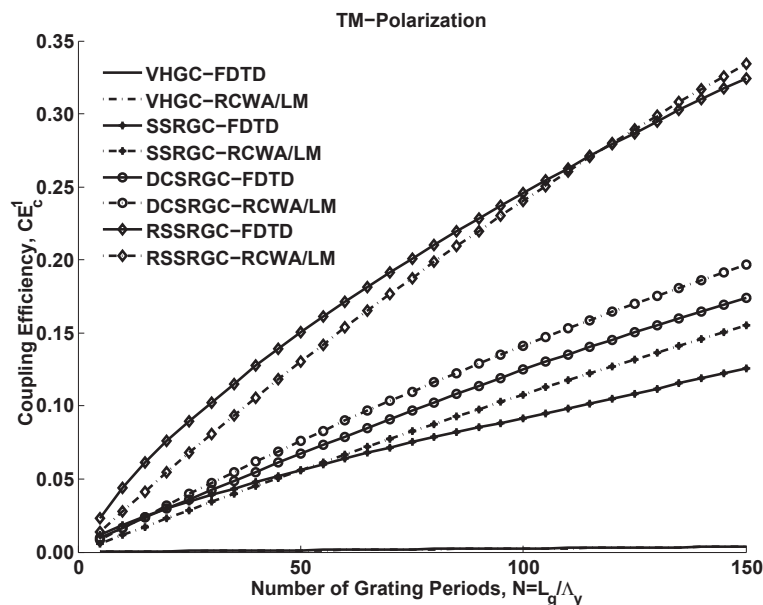
Στο Σχ 5.4 παρουσιάζεται η CE_c^1 , υπολογισμένη με τις RCWA/LM και FDTD μεθόδους, σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων του περιθλαστικού φράγματος, για TE πόλωση για όλους τους υπό μελέτη συζεύκτες. Για συγκεκριμένο αριθμό περιόδων περ-



Σχήμα 5.4: TE πόλωση: Απόδοση σύζευξης, CE_c^1 , για όλους τους συζεύκτες, στην περιοχή cover, σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων περιθλαστικού φράγματος.

ιθλαστικού φράγματος, ο RSSRGC είναι ο συζεύκτης με την μεγαλύτερη CE_c^1 τιμή, ακολουθούμενος από τον SSRGC και τον VHGC. Αυτό αποδίδεται στην παρουσία του

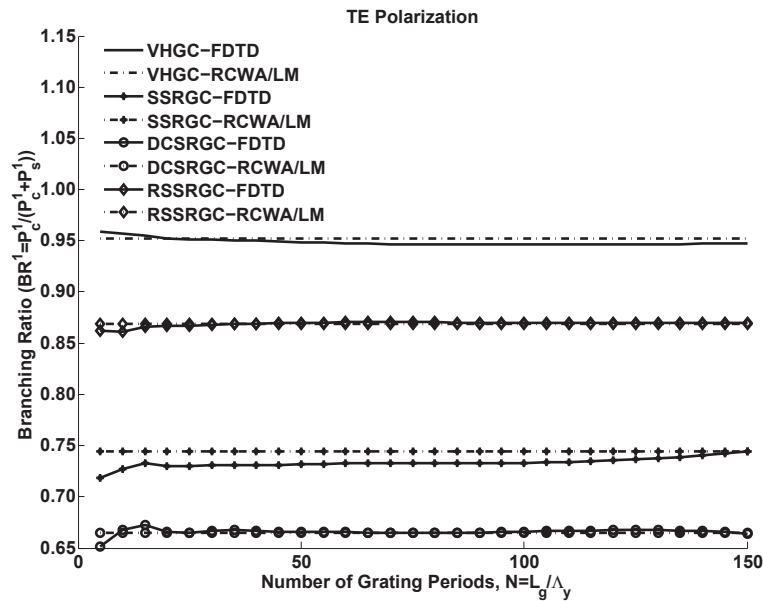
ανακλαστήρα που ανακλά ισχύς που διαφορετικά θα διέρρεε στο substrate. Η μικρότερη CE_c^1 , τιμή για συγκεκριμένο αριθμό περιόδων περιθλαστικού φράγματος εμφανίζεται στον VHGC, εξαιτίας της ομαλής μεταβολής της επιτρεπτότητας του ολογραφικού φράγματος που περιθλά λιγότερη ισχύς σε σχέση με τα φράγματα επιφανειακής διαμόρφωσης των RSSRGC, DCSRGC, SSRGC, όπου η επιτρεπτότητα μεταβάλλεται ισχυρότερα. Επίσης παρατηρείται ότι ο DCSRGC περιθλά περισσότερη ισχύ από τον SSRGC στην περιοχή του cover. Οι διαφορές μεταξύ των CE_c^1 τιμών υπολογισμένων με τις μεθόδους FDTD, RCWA/LM, οφείλονται στο γεγονός ότι η RCWA/LM είναι προσεγγιστική αφού δεν λαμβάνει υπ' όψη ανακλάσεις του ρυθμού του κυματοδηγού, την σκέδαση σε ρυθμούς ακτινοβολίας λόγω της ασυνέχειας μεταξύ κυματοδηγού και περιθλαστικού φράγματος και τα πολλαπλά φαινόμενα αλληλεπίδρασης λόγω του πεπερασμένου μήκους του συζεύκτη (η RCWA υποθέτει ότι το μήκος των συζεύκων είναι άπειρο). Επιπλέον η έννοια του διαρρέοντος ρυθμού leaky mode είναι μία προσέγγιση του πεδίου ακτινοβολίας του συζεύκτη. Αντίθετα η FDTD μέθοδος είναι αυστηρή και λαμβάνει υπ' όψη όλα τα προαναφερθέντα φαινόμενα. Επιπλέον παρατηρείται ότι για τον VHGC τα FDTD αποτελέσματα είναι αρκετά μικρότερα από τα αντίστοιχα αποτελέσματα της RCWA/LM μεθόδου. Αυτό είναι κυρίως λόγω του γεγονότος ότι το συγκεκριμένο design υποστηρίζει περισσότερο από ένα ρυθμό κυματοδήγησης και εμφανίζεται πολυρυθμική διέγερση. Αυτό υποστηρίζεται από το γεγονός ότι σε παρόμοιο design με λεπτότερο περιθλαστικό φράγμα ($d = 2.6\mu m$, $\epsilon_f = 0.075$ όπου υποστηρίζονται μόνο 2 ρυθμοί κυματοδήγησης, τότε τα παραγόμενα FDTD αποτελέσματα είναι πλησιέστερα στα αντίστοιχα της RCWA/LM ($CE_c^1 = 25.89$ (FDTD), $CE_c^1 = 25.52$ (RCWA/LM)). Το Σχ. 5.5 είναι το ανάλογο του Σχ. 5.4 για TM πόλωση. Η απόδοση των διαφόρων



Σχήμα 5.5: TM πόλωση: Απόδοση σύζευξης, CE_c^1 , για όλους τους συζεύκτες, στην περιοχή του cover, σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων περιθλαστικού φράγματος.

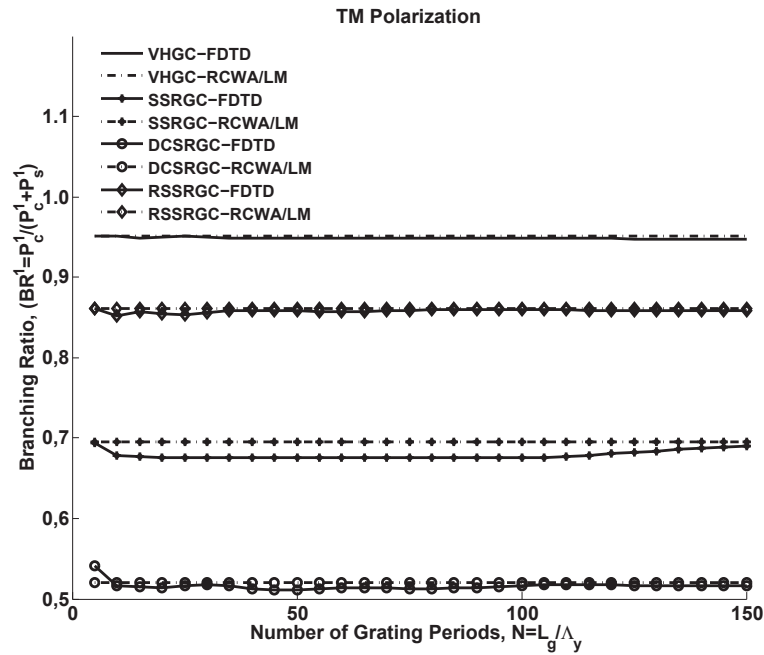
συζευκτών ως προς τις CE_c^1 τιμές είναι παρόμοια με την περίπτωση της TE πόλωσης με CE_c^1 τιμές μικρότερες από την TE πόλωση. Επίσης παρατηρείται ότι οι CE_c^1 τιμές για τον VHGC στην TM πόλωση είναι εξαιρετικά χαμηλές. Αυτό οφείλεται στις σχεδόν κάθετες διευθύνσεις μεταξύ των ηλεκτρικών πεδίων των προσπίπτοντων και των περιθλομένων τάξεων. Στο Σχ. 5.6 φαίνεται η κατευθυντικότητα BR^1 για όλους τους

συζεύκτες, υπολογισμένη με τις FDTD, RCWA/LM μεθόδους, σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων του περιθλαστικού φράγματος για την TE πόλωση. Παρατηρείται

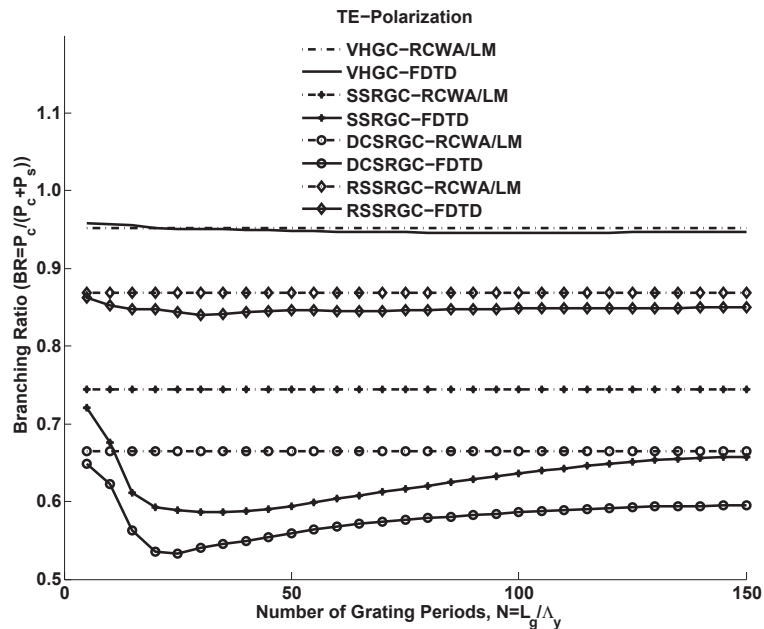


Σχήμα 5.6: TE πόλωση: Κατευθυντικότητα BR^1 , σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων περιθλαστικού φράγματος.

ότι ο VHGC έχει την υψηλότερη κατευθυντικότητα BR^1 . Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι το ολογραφικό φράγμα του VHGC έχει ομαλή μεταβολή της επιτρεπτότητας σε σχέση με τους άλλους συζεύκτες που περιέχουν φράγματα επιφανειακής διαμόρφωσης. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα ομαλότερη περίθλαση με αμελητέα σκέδαση και σε ένα design που ικανοποιεί ακριβέστερα την συνθήκη Bragg. Επίσης παρατηρείται στο Σχ. 5.6 ότι ο συζεύκτης επιφανειακής διαμόρφωσης με την μεγαλύτερη κατευθυντικότητα BR^1 είναι ο RSSRGC. Αυτό οφείλεται στην παρουσία του ανακλαστήρα του RSSRGC που ανακλά πίσω την ισχύ που κατευθύνεται στο substrate, αυξάνοντας έτσι την BR^1 . Τα αποτελέσματα των FDTD και RCWA/LM για την BR^1 είναι κοντά μεταξύ τους για όλους τους συζεύκτες στην TE πόλωση και διαφέρουν κυρίως στον SSRGC για μικρό αριθμό περιόδων του περιθλαστικού φράγματος. Το Σχ. 5.7 είναι το ανάλογο του Σχ. 5.6 για την TM πόλωση. Η συμπεριφορά των BR^1 τιμών σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων περιθλαστικού φράγματος για όλους τους συζεύκτες για την TM πόλωση στο Σχ. 5.7 είναι παρόμοια με την περίπτωση TE πόλωσης του Σχ. 5.6. Στο Σχ. 5.8 παρουσιάζεται η κατευθυντικότητα $BR = P_c / (P_c + P_s)$ για όλους τους συζεύκτες, υπολογισμένη με τις FDTD και RCWA/LM μεθόδους σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων του φράγματος, για TE πόλωση. Για την RCWA/LM μέθοδο τα φαινόμενα σκέδασης αμελούνται και μόνο η πρώτη τάξη περίθλασης είναι παρούσα, και έτσι $CE_c = CE_c^1$, $CE_s = CE_s^1$, δηλαδή $BR = BR^1$ και τα RCWA/LM αποτελέσματα των Σχ. 5.6, 5.7 είναι τα ίδια. Αυτό όμως δεν συμβαίνει στα αποτελέσματα της FDTD όπου φαινόμενα σκέδασης λαμβάνονται υπ' όψη και $CE_c \neq CE_c^1$, $CE_s \neq CE_s^1$, δηλαδή $BR \neq BR^1$. Η διαφορά μεταξύ των BR , BR^1 είναι ιδιαίτερα ισχυρή στην περίπτωση των περιθλαστικών φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης όπου οι ασυνέχειες της επιτρεπτότητας είναι μεγαλύτερες γεγονός που οδηγεί σε ισχυρότερη σκέδαση. Αυτό παρατηρείται στο Σχ. 5.8 όπου οι BR τιμές των RCWA/LM και FDTD μεθόδων διαφέρουν κυρίως για τους DCSRGC και SS-

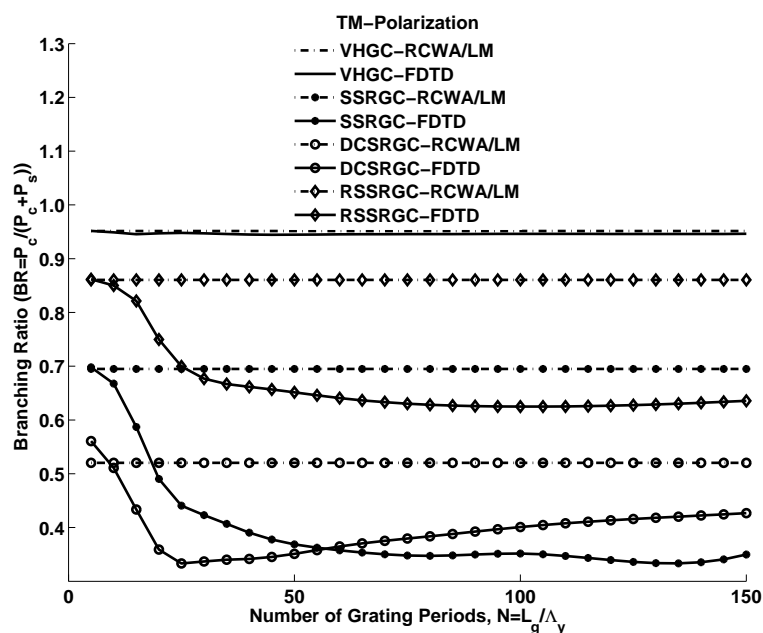


Σχήμα 5.7: *TM* πόλωση: Κατευθυντικότητα BR^1 , σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων περιθλαστικού φράγματος.



Σχήμα 5.8: *TE* πόλωση: Κατευθυντικότητα BR , σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων περιθλαστικού φράγματος.

RGC συζεύκτες, ενώ η διαφορά είναι μικρότερη στην περίπτωση του RSSRGC λόγω της ύπαρξης του ανακλαστήρα όπου ανακλά την ισχύ που κατευθύνεται στο cover και έτσι αυξάνει (μειώνει) την CE_c (CE_s) και έτσι παρουσιάζει BR τιμές μεγαλύτερες από αυτές των DCSRGC και SSRGC και κοντινότερες στις RCWA/LM BR τιμές. Αντιθέτως οι διαφορές μεταξύ των BR και BR^1 τιμών είναι πολύ μικρές για τον συζεύκτη με ολογραφικά φράγματα (όπου η σκέδαση είναι πολύ μικρότερη σε σχέση με τους συζεύκτες περιθλαστικών φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης), γεγονός που είναι εμφανές στα Σχ. 5.6, 5.8, όπου τα FDTD BR , BR^1 αποτελέσματα πολύ κοντά και ουσιαστικά ίδια με τα RCWA/LM αποτελέσματα. Στο Σχ. 5.9 όπου οι BR τιμές παρουσιάζονται για την TM πόλωση, οι διαφορές FDTD και RCWA/LM είναι ισχυρότερες από την περίπτωση της TE πόλωσης. Επιπλέον εμφανίζεται σημαντική μείωση στις BR τιμές για τους συζεύκτες περιθλαστικών φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης ακόμα και για τον RSSRGC που είχε καλή απόδοση στην περίπτωση της TE πόλωσης. Αυτή η

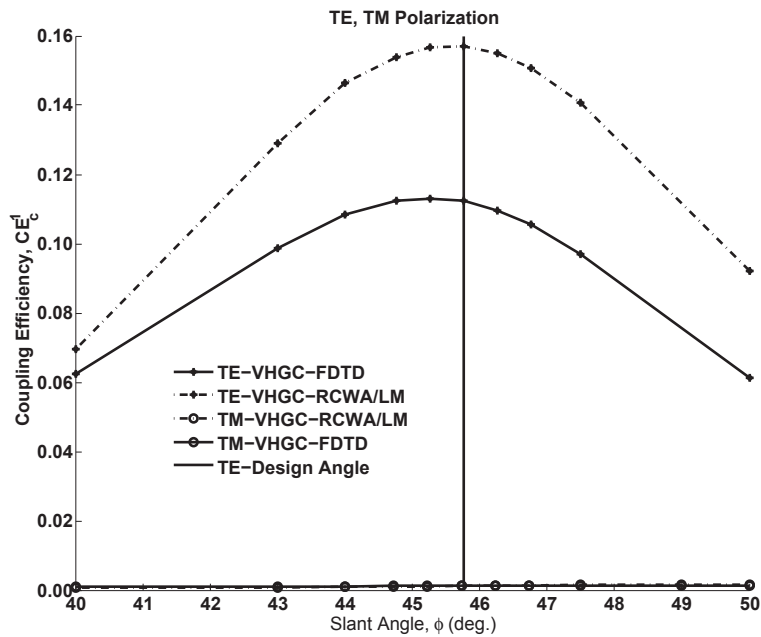


Σχήμα 5.9: TM πόλωση: Κατευθυντικότητα BR , σαν συνάρτηση του αριθμού των περιόδων περιθλαστικού φράγματος.

μείωση είναι τόσο ισχυρή που οι DCSRGC και SSRGC συζεύκτες έχουν BR τιμές ακόμα και μικρότερες του 0.5, υπονοώντας ότι δεν είναι πλέον κατευθυντικοί προς το cover για την TM πόλωση. Αντιθέτως ο VHGC συζεύκτης, για την TM πόλωση, έχει υψηλές FDTD BR τιμές πολύ κοντά στις RCWA/LM BR τιμές, αφού όπως έχει ήδη αναφερθεί η σκέδαση είναι ασθενής για τα ολογραφικά φράγματα.

5.3.3 Διερεύνηση Βασικών Σχεδιαστικών Παραμέτρων

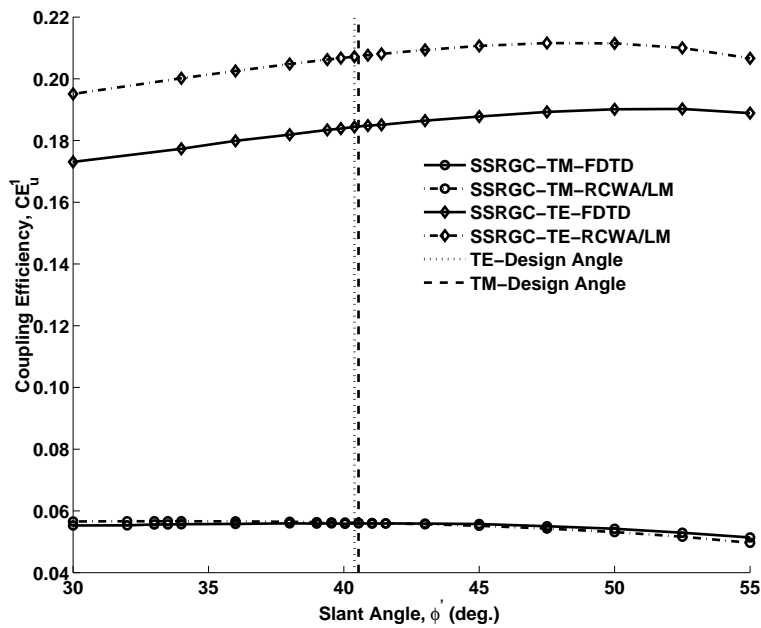
Για την μελέτη της εξάρτησης των συζευκτών σαν συνάρτηση των βασικών παραμέτρων σχεδίασης, υπολογίζεται η CE_c^1 για κάθε συζεύκτη (για σταθερό μήκος $L_g = 50\lambda_y$), καθώς οι βασικές σχεδιαστικές παράμετροι μεταβάλλονται γύρω από τις design τιμές που ικανοποιούν προσεγγιστικά την συνθήκη Bragg πρώτης τάξης. Ειδικότερα στο Σχ. 5.10 παρουσιάζονται οι CE_c^1 τιμές για τον VHGC συζεύκτη, σαν συνάρτηση



Σχήμα 5.10: TE πόλωση: Απόδοση σύζευξης πρώτης τάξης, CE_c^1 , του VHGC συζεύκτη, σαν συνάρτηση της γωνίας κλίσης ϕ του ολογραφικού φράγματος.

της γωνίας κλίσης του ολογραφικού φράγματος για TE και TM πόλωση. Για TE πόλωση η μεταβολή των τιμών CE_c^1 σαν συνάρτηση της γωνίας κλίσης είναι όμοια και για τις FDTD και RCWA/LM μεθόδους. Οι CE_c^1 τιμές της FDTD μεθόδου είναι μικρότερες από τις CE_c^1 τιμές υπολογισμένες με την RCWA/LM μέθοδο και όπως αναφέρθηκε στην συζήτηση του Σχ. 5.4, αυτό οφείλεται στις προσεγγίσεις της RCWA/LM μεθόδου. Στο Σχ. 5.10 φαίνεται επίσης η γωνία σχεδιασμού (design angle) που ικανοποιεί προσεγγιστικά την συνθήκη Bragg πρώτης τάξης. Παρατηρείται ότι η μέγιστη τιμή της CE_c^1 για την RCWA/LM μέθοδο συμβαίνει ακριβώς στην γωνία σχεδιασμού, και ότι η μέγιστη τιμή της CE_c^1 για την FDTD μέθοδο συμβαίνει σε γωνία ελαφρώς μικρότερη από την γωνία σχεδιασμού. Αυτή η διαφοροποίηση αποδίδεται, όπως έχει αναφερθεί και πριν στις προσεγγίσεις της RCWA/LM μεθόδου, ενώ η FDTD μέθοδος επιλύει τις εξισώσεις Maxwell χωρίς προσεγγίσεις. Επίσης παρουσιάζεται και για την TM πόλωση η μεταβολή των τιμών της CE_c^1 σαν συνάρτηση της γωνίας κλίσης του ολογραφικού φράγματος. Όμως λόγω των πολύ μικρών τιμών της CE_c^1 , η μεταβολή της CE_c^1 είναι ασήμαντη για πρακτικές εφαρμογές.

Στο Σχ. 5.11 παρουσιάζονται οι CE_c^1 τιμές υπολογισμένες με την FDTD και RCWA/LM μέθοδο για τον SSRGC συζεύκτη σαν συνάρτηση της γωνίας κλίσης ϕ' του κεκλιμένου φράγματος επιφανειακής διαμόρφωσης για TE και TM πόλωση. Για την TE πόλωση παρατηρείται ότι η μεταβολή της CE_c^1 σαν συνάρτηση της γωνίας ϕ' είναι ίδια για τις FDTD και RCWA/LM μεθόδους με τις FDTD CE_c^1 τιμές να είναι μικρότερες από τις αντίστοιχες τιμές της RCWA/LM. Όπως αναφέρθηκε στην συζήτηση του Σχ. 5.4, αυτό οφείλεται στις προσεγγίσεις της RCWA/LM μεθόδου. Επίσης παρατηρείται ότι και για τις δύο μεθόδους η μέγιστη τιμή της CE_c^1 συμβαίνει σε γωνία $\phi' \simeq 50$ deg. που είναι σημαντικά διαφορετική από την γωνία σχεδίασης που είναι περίπου 40 deg. και που έχει επιλεγεί ώστε να ικανοποιείται προσεγγιστικά η συνθήκη Bragg για περίθλαση πρώτης τάξης. Έτσι στην περίπτωση του SSRGC συζεύκτη το προσεγγιστικό design δεν ισχύει πολύ καλά αφού η συνθήκη Bragg πρώτης τάξης

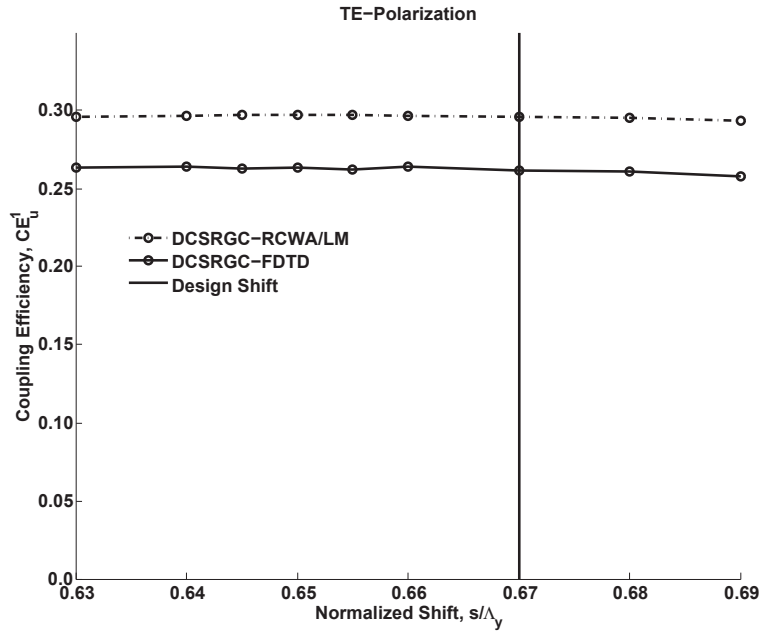


Σχήμα 5.11: TE πόλωση: Απόδοση σύζευξης πρώτης τάξης, CE_c^1 , του SSRGC συζεύκτη, σαν συνάρτηση της γωνίας κλίσης ϕ' του κεκλιμένου φράγματος επιφανειακής διαμόρφωσης.

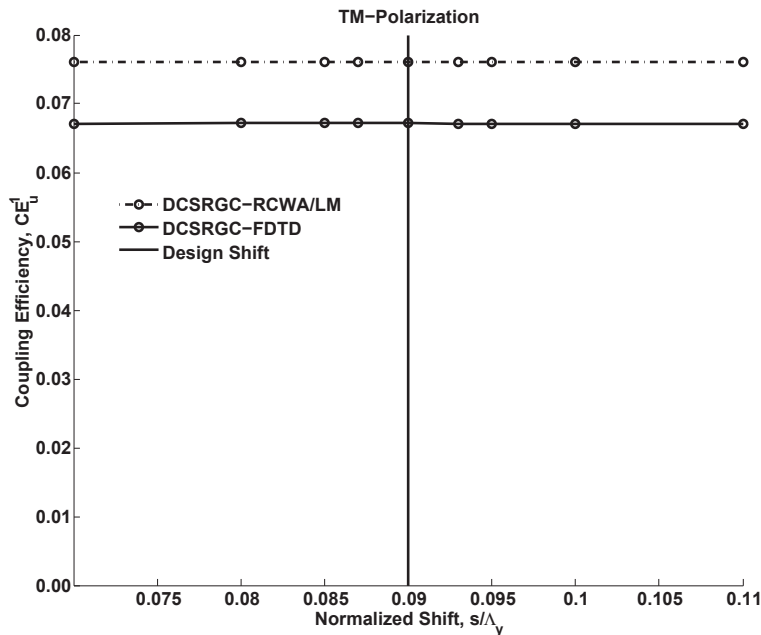
ικανοποιείται σε γωνία $\phi' \simeq 50$ deg. Αυτό συμβαίνει διότι το κεκλιμένο περιθλαστικό φράγμα επιφανειακής διαμόρφωσης διαταράσσει ισχυρά τον κυματοδηγό και η σταθερά διάδοσης β που χρησιμοποιείται στο υπολογισμό της γωνίας κλίσης ϕ' για την συνθήκη Bragg πρώτης τάξης περίθλασης, δεν είναι κοντά στην διαταραγμένη σταθερά διάδοσης. Παρόλα αυτά, πρέπει να αναφερθεί ότι η ευαισθησία του σχεδιασμού ως προς την γωνία ϕ' δεν είναι πολύ σημαντική (υποθέτοντας ότι η περίοδος παραμένει σταθερή). Επίσης φαίνεται και για την TM πόλωση η CE_c^1 σαν συνάρτηση της γωνίας κλίσης ϕ' . Εδώ παρατηρείται ότι λόγω των πολύ μικρών τιμών της CE_c^1 η μεταβολή της CE_c^1 είναι ασήμαντη για πρακτικές εφαρμογές και η CE_c^1 είναι σχεδόν σταθερή και ανεξάρτητη της γωνίας ϕ' .

Στα Σχ. 5.12, 5.13 παρουσιάζεται η CE_c^1 υπολογισμένη με τις RCWA/LM και FDTD μεθόδους, για τον DCSRGC, σαν συνάρτηση της μετατόπισης s' μεταξύ των δύο περιθλαστικών φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης του DCSRGC, για TE και TM πόλωση αντίστοιχα. Και στις δύο πολώσεις οι CE_c^1 τιμές είναι σχεδόν ανεξάρτητες της μετατόπισης s' (τουλάχιστον για το εύρος διακύμανσης που φαίνεται στο Σχ. 5.12), με τις RCWA/LM CE_c^1 τιμές υψηλότερες από τις CE_c^1 τιμές της FDTD.

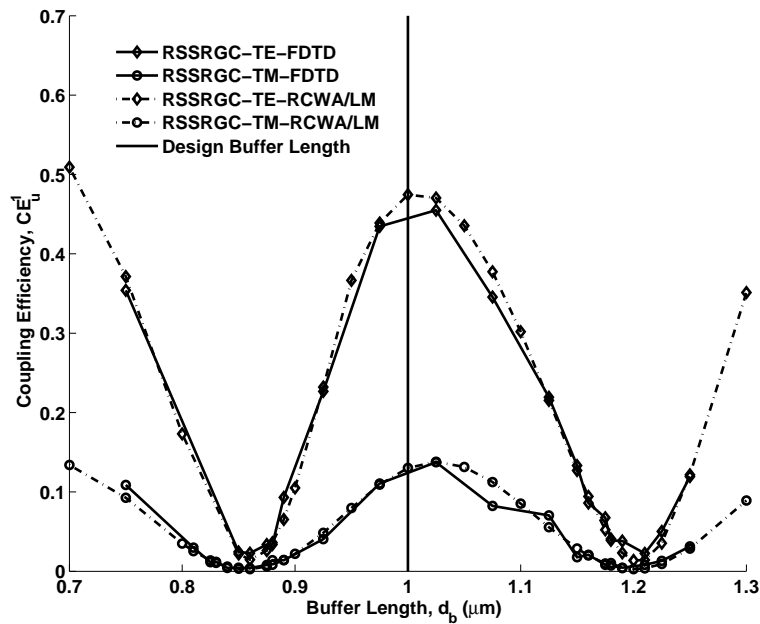
Στο Σχ. 5.14 οι CE_c^1 τιμές, υπολογισμένες με την RCWA/LM και FDTD μέθοδο, παρουσιάζονται σαν συναρτήσεις του μήκους του buffer του RSSRGC συζεύκτη, για TE και TM πολώσεις. Παρατηρείται καλή συμφωνία, και για τις δύο πολώσεις μεταξύ των RCWA/LM και FDTD αποτελεσμάτων. Αυτό αποδίδεται στην παρουσία του ανακλαστήρα που αυξάνει την ισχύ στο cover και που διαφορετικά θα διέρρεε στο substrate λόγω σκέδασης, και έτσι τα FDTD αποτελέσματα είναι υψηλότερα και κοντότερα στα RCWA/LM αποτελέσματα. Επίσης παρατηρείται ότι το μέγιστο της CE_c^1 , κατά την RCWA/LM, για την TE πόλωση είναι για μήκος buffer $1\mu m$ το οποίο είχε χρησιμοποιηθεί και στον σχεδιασμό του συζεύκτη, ενώ κατά την FDTD το μέγιστο συμβαίνει σε λίγο μεγαλύτερο μήκος buffer. Για την TM πόλωση, το μέγιστο της απόδοσης σύζευξης, κατά FDTD και RCWA/LM, συμβαίνει σε λίγο μεγαλύτερο μήκος



Σχήμα 5.12: TE πόλωση: Απόδοση σύζευξης πρώτης τάξης, CE_c^1 , του DCSRGC συζεύκτη, σαν συνάρτηση της μετατόπισης s μεταξύ των δύο περιθλαστικών φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης του συζεύκτη



Σχήμα 5.13: TE πόλωση: Απόδοση σύζευξης πρώτης τάξης, CE_c^1 , του DCSRGC συζεύκτη, σαν συνάρτηση της μετατόπισης s μεταξύ των δύο περιθλαστικών φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης του συζεύκτη



Σχήμα 5.14: Απόδοση σύζευξης πρώτης τάξης, CE_c^1 , του RSSRGC συζεύκτη, σαν συνάρτηση του μήκους, d_b του buffer

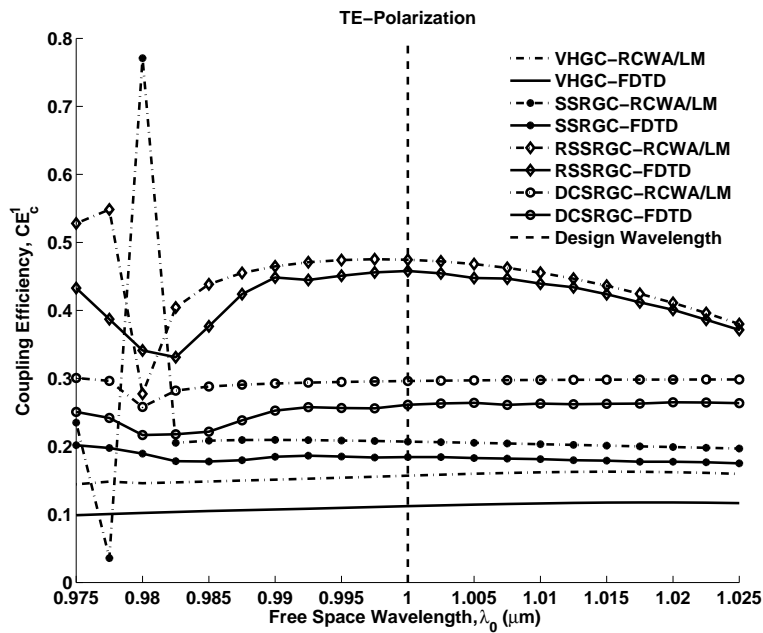
buffer από το μήκος buffer σχεδιασμού. Το μήκος του συζεύκτη είναι σημαντικό στην απόδοση του design αφού πρέπει να επιλεγεί ώστε το κύμα προερχόμενο από τον ανακλαστήρα και που διαδίδεται προς το cover συμβάλει ενισχυτικά αυξάνοντας την ισχύ στο cover. Επιπλέον εάν το buffer είναι αρκετά παχύ χωρίζει τον ρυθμό του κυματοδηγού από το ανακλαστικό στρώμα, και μόνο ένα μικρό μέρος από την ουρά του ρυθμού αλληλεπιδρά με τον ανακλαστήρα και έτσι μειώνεται η διαταραχή του κυματοδηγού από το ανακλαστικό στρώμα. Επίσης το μέγεθος του buffer πρέπει να είναι τέτοιο ώστε η ανακλώμενη ακτινοβολία από το στρώμα να συμβάλει ενισχυτικά και έτσι να αυξάνεται η απόδοση στο cover. Το buffer στρώμα συμπεριφέρεται σαν Fabry-Perot συντονιστής και έχει περιοδικότητα $\sim \lambda_b/2 = 0.3432\mu\text{m}$ όπως φαίνεται στο Σχ. 14. Το βέλτιστο πάχος του buffer μπορεί να επιλεγεί είτε με την χρήση της FDTD ή της RCWA/LM.

5.3.4 Ευαισθησία Συζευκτών σε Μεταβολές Μήκους Κύματος

Μία σημαντική ιδιότητα του σχεδιασμού περιθλαστικών συζευκτών είναι η ευαισθησία τους στο μήκος κύματος της διέγερσης. Μια απόκριση που είναι ανεξάρτητη από την μεταβολή του μήκους κύματος σε ένα συγκεκριμένο εύρος μήκους κύματος, σημαίνει ότι οι περιθλαστικοί συζεύκτες μπορούν να έχουν καλή απόδοση σε WDM: Wavelength-Division-Multiplexing οπτικά συστήματα, διότι τότε οι περιθλαστικοί συζεύκτες προσφέρουν σύζευξη της προσπίπτουσας ακτινοβολίας σε προκαθορισμένη διεύθυνση, με την ίδια απόδοση για όλα τα κανάλια μήκους κύματος στο συγκεκριμένο εύρος τιμών μήκους κύματος. Παρακάτω, οι περιθλαστικοί συζεύκτες έχουν σχεδιαστικές παραμέτρους έτσι ώστε να ικανοποιείται η συνθήκη Bragg πρώτης τάξης για γωνία σύζευξης εξόδου $\theta_c = -2 \text{ deg.}$ και σε μήκος κύματος λειτουργίας $\lambda_0 = 1\mu\text{m}$. Για αυτό το συγ-

κεκριμένο design, η απόδοση των περιθλαστικών συζευκτών υπολογίζεται καθώς το μήκος κύματος της διέγερσης μεταβάλλεται στο διάστημα $[0.975, 1.025]\mu\text{m}$, που προσεγγιστικά καλύπτει το εύρος (40nm) της μπάνας (S, C ή L) του ITU (International Telecommunication Union) πλέγματος. Φυσικά στην περίπτωση χρήσης αυτών των συζευκτών στο εύρος μήκους κύματος του ITU πλέγματος, πρέπει να επανασχεδιαστούν με κεντρικό μήκος κύματος λειτουργίας $1.55\mu\text{m}$. Όμως αυτό δεν επηρεάσει την ευαισθησία των συζευκτών στην μεταβολή του μήκους κύματος και έτσι το κεντρικό μήκος κύματος λειτουργίας παρέμεινε στο $1.0\mu\text{m}$.

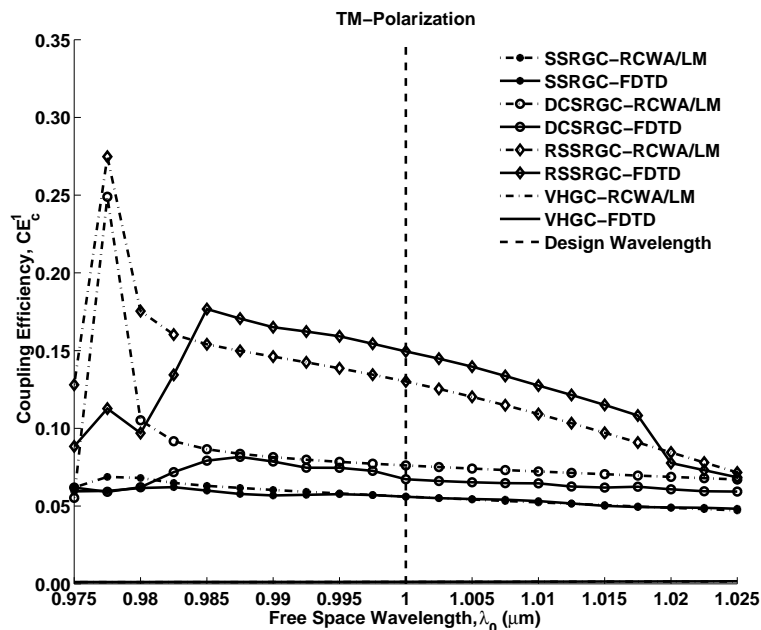
Στο Σχ. 5.15 παρουσιάζεται η CE_c^1 , υπολογισμένη με τις FDTD και RCWA/LM μεθόδους, για το παραπάνω εύρος μήκους κύματος, για TE πόλωση και για όλους τους υπό μελέτη συζεύκτες. Η CE_c^1 για τον VHGC συζεύκτη είναι ουσιαστικά ανεξάρτητη



Σχήμα 5.15: TE πόλωση: Απόδοση σύζευξης πρώτης τάξης, CE_c^1 , για όλους τους συζεύκτες, σαν συνάρτηση της μήκους κύματος λ_0 της διέγερσης μεταξύ των δύο περιθλαστικών φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης του συζεύκτη.

της μεταβολής του μήκους κύματος. Οι FDTD τιμές είναι μικρότερες από τις αντίστοιχες τιμές υπολογισμένες από την RCWA/LM μέθοδο αφού όπως έχει αναφερθεί προηγουμένως η RCWA/LM είναι προσεγγιστική. Επιπλέον υπάρχει μία μικρή μεταβολή της CE_c^1 στην RCWA/LM καμπύλη, που οφείλεται στην διέγερση του αντίθετα διαδιδόμενου ρυθμού (backward guided mode) από την συνθήκη Bragg που ισχύει για μήκος κύματος περίπου $0.98\mu\text{m}$ (ειδικότερα από την συνθήκη Bragg δεύτερης τάξης που ισχύει για τον αντίθετα διαδιδόμενο ρυθμό είναι $\beta = kn_{eff} = K_y$, $k = 2\pi/\lambda$, όπου n_{eff} είναι ο ενεργός δείκτης διάθλασης, προκύπτει ότι ο αντίθετα διαδιδόμενος διεγείρεται σε $\lambda = 0.9773\mu\text{m}$). Στην περίπτωση του SSRGC η CE_c^1 είναι ουσιαστικά σταθερή στο διάστημα $(0.98, 1.025]\mu\text{m}$, για την RCWA/LM μέθοδο. Όμως για μήκος κύματος μικρότερο από $0.98\mu\text{m}$ παρουσιάζεται μία απότομη ασυνέχεια (spike) στην CE_c^1 καμπύλη. Αυτό οφείλεται πάλι στην διέγερση του αντίθετα διαδιδόμενου ρυθμού, λόγω της συνθήκης Bragg δεύτερης τάξης που προβλέπεται να συμβαίνει σε μήκος κύματος $\lambda = 0.9768\mu\text{m}$. Αυτή η ασυνέχεια εμφανίζεται και στην FDTD καμπύλη για μήκος κύματος μικρότερο του $0.99\mu\text{m}$, ενώ τα FDTD αποτελέσματα είναι πρακτικά σταθερά για

μεγαλύτερα μήκη κύματος. Η ισχύς του spike στην FDTD είναι ασθενέστερη από την περίπτωση της RCWA/LM. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η RCWA/LM υποθέτει συζεύκτη απείρου αριθμού περιόδων περιθλαστικού φράγματος ενώ η FDTD λαμβάνει υπ' όψη το πεπερασμένο μήκος του συζεύκτη γεγονός που οδηγεί σε ομαλοποίηση του συντονισμού (resonance) της συνθήκης Bragg δεύτερης τάξης. Γενικά η ύπαρξη αντίθετα διαδιδόμενου ρυθμού είναι ανεπιθύμητη για την λειτουργία του συζεύκτη διότι μπορεί να μειώσει την απόδοση του (CE_c^1), όπως φαίνεται και στο Σχ. 5.15. Για την περίπτωση του DCSRGC η συμπεριφορά είναι παρόμοια με τον SSRGC. Σύμφωνα με τα RCWA/LM αποτελέσματα, απόκριση του DCSRGC είναι σταθερή για μήκη κύματος πάνω από $0.985\mu m$, ενώ υπάρχει spike (ασθενέστερο από την SSRGC περίπτωση) για μικρότερα μήκη κύματος, λόγω της συνθήκης Bragg δεύτερης τάξης για τον αντίθετα διαδιδόμενο ρυθμό, και που προβλέπεται πως συμβαίνει, περίπου σε μήκος κύματος $\lambda = 0.9776\mu m$. Τα FDTD αποτελέσματα παρουσιάζουν μικρή μεταβολή της CE_c^1 τιμής γύρω από $\lambda = 1\mu m$, και spike (ασθενέστερο απ' ότι στην RCWA/LM μέθοδο) για μήκος κύματος μικρότερο από $0.99\mu m$. Στην περίπτωση του RSSRGC συζεύκτη, η απόκριση CE_c^1 υπολογισμένη από την RCWA/LM μέθοδο είναι κοντύτερα στην αντίστοιχη FDTD τιμή σε σχέση με τους άλλους συζεύκτες. Παρουσιάζεται μία ομαλή μεταβολή για μήκη κύματος μικρότερα από $0.98\mu m$ ενώ για μεγαλύτερα μήκη κύματος παρουσιάζεται ξανά spike λόγω της συνθήκης Bragg δεύτερης τάξης για τον αντίθετα διαδιδόμενο ρυθμό, και που προβλέπεται πως συμβαίνει, περίπου σε μήκος κύματος $\lambda = 0.9774\mu m$. Το Σχ. 5.16 είναι το ανάλογο του Σχ. 5.15 για την TM πόλωση.



Σχήμα 5.16: TM πόλωση: Απόδοση σύζευξης πρώτης τάξης, CE_c^1 , για όλους τους συζεύκτες, σαν συνάρτηση της μήκους κύματος λ_0 της διέγερσης μεταξύ των δύο περιθλαστικών φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης του συζεύκτη.

Όπως φαίνεται στο Σχ. 5.16 η CE_c^1 για τον VHGC είναι πολύ μικρή για πρακτικές εφαρμογές. Η CE_c^1 για τον SSRGC είναι σχεδόν σταθερή για όλο σχεδόν το εύρος μήκους κύματος, με τα RCWA/LM, FDTD αποτελέσματα να είναι κοντά μεταξύ τους. Μία μικρή μεταβολή παρατηρείται για μήκη κύματος μικρότερα από $0.98\mu m$, λόγω του αντίθετα διαρρέοντος ρυθμού από την συνθήκη Bragg δεύτερης τάξης,

και σε αυτήν την περίπτωση προβλέπεται πως είναι περίπου σε $\lambda = 0.9740\mu m$. Για την περίπτωση του DCSRGC η RCWA/LM, CE_c^1 τιμή, είναι σχεδόν σταθερή για μήκη κύματος μεγαλύτερα από $0.98\mu m$, ενώ για μικρότερα παρουσιάζεται spike λόγω του αντίθετα διαρέοντος ρυθμού από την συνθήκη Bragg δεύτερης τάξης, όπου σε αυτήν την περίπτωση προβλέπεται πως είναι περίπου σε $\lambda = 0.9768\mu m$. Τα FDTD CE_c^1 αποτελέσματα παρουσιάζουν μικρότερη μεταβολή σχετικά με τα αντίστοιχα της RCWA/LM για μήκος κύματος μικρότερο από $0.98\mu m$, ενώ παρουσιάζεται και μία μικρή μεταβολή γύρω στο $\lambda = 1\mu m$. Αυτές οι διαφορές οφείλονται στις προσεγγίσεις της RCWA/LM μεθόδου. Για τον RSSRGC συζεύκτη, η μεταβολή της CE_c^1 από την FDTD είναι ομαλή, μειώνεται για μήκος κύματος στο διάστημα $[0.985, 1.015]\mu m$, και παρουσιάζεται μία απότομη μείωση για μήκος κύματος μεγαλύτερο από $1.015\mu m$, και επιπλέον εμφανίζεται spike για μήκος κύματος μικρότερο από $0.985\mu m$ που οδηγεί σε μείωση της CE_c^1 , που οφείλεται στην διέγερση του αντίθετα διαδιδόμενου ρυθμού. Ένα spike λόγω του αντίθετα διαδιδόμενου ρυθμού, εμφανίζεται και στο RCWA/LM αποτελέσματα για μήκος κύματος μικρότερο από $0.98\mu m$, ενώ η μεταβολή της CE_c^1 είναι ομαλή και μειώνεται για μεγαλύτερο μήκος κύματος. Για τον RSSRGC συζεύκτη το spike λόγω του αντίθετα διαδιδόμενου ρυθμού προβλέπεται να είναι περίπου σε μήκος κύματος $\lambda = 0.9766\mu m$. Γενικά όλοι οι παραπάνω συζεύκτες, για TE και TM πόλωση, είναι προβληματικοί (ιδιαίτερα οι συζεύκτες επιφανειακής διαμόρφωσης) για μήκος κύματος μικρότερο από $0.98\mu m$ αφού σε αυτό το εύρος διεγείρεται ο αντίθετα διαδιδόμενος ρυθμός, ενώ μπορούν να χρησιμοποιηθούν για μεγαλύτερο μήκος κύματος διότι οι απόκριση τους είναι ομαλή.

5.4 Συμπεράσματα

Σ' αυτό το κεφάλαιο με χρήση των μεθόδων FDTD και RCWA/LM, υπολογίστηκε η κατευθυντικότητα και απόδοση σύζευξης των συζευκτών εξόδου προτιμητέας τάξης για TE και TM πόλωση. Ο σχεδιασμός των συζευκτών έγινε ώστε να ικανοποιείται προσεγγιστικά η συνθήκη Bragg πρώτης τάξης για γωνία εξόδου στο cover $\theta_c = -2$ deg. Η διαφορά στις FDTD και RCWA/LM τιμές, οφείλονται στο γεγονός ότι η RCWA/LM είναι προσεγγιστική θεωρία όπου θεωρεί ότι τα περιθλαστικά φράγματα έχουν άπειρο αριθμό περιόδων, αγνοεί φαινόμενα σκέδασης, και το πεδίο (leaky mode) στο cover είναι προσεγγιστικό.

Για συγκεκριμένο αριθμό περιόδων περιθλαστικού φράγματος, για TE και TM πόλωση, και για τους δύο τρόπους υπολογισμού (RCWA/LM, FDTD), ο VHGC έχει την μικρότερη απόδοση σύζευξης (μάλιστα για TM πόλωση έχει απόδοση πρακτικά μηδαμινή) σε σχέση με τους συζεύκτες επιφανειακής διαμόρφωσης, από τους οποίους ο RSSRGC έχει την υψηλότερη απόδοση σύζευξης. Όμως ο VHGC, σύμφωνα με τα αποτελέσματα και των δύο μεθόδων, παρουσιάζει την υψηλότερη κατευθυντικότητα απ' όλους τους συζεύκτες. Αυτό οφείλεται στα φαινόμενα σκέδασης που είναι πολύ ασθενέστερα σε σχέση με τους συζεύκτες επιφανειακής διαμόρφωσης, και στους οποίους η ισχυρή σκέδαση μειώνει την ισχύ της συνθήκης Bragg πρώτης τάξης, με αποτέλεσμα ισχύς να κατανέμεται και σε διευθύνσεις διαφορετικές εκτός της επιθυμητής ($\theta_c = -2$ deg στο cover). Η μείωση της κατευθυντικότητας είναι ιδιαίτερα αισθητή (Σχ. 5.8, 5.9) στους SSRGC και DCSRGC συζεύκτες, και μάλιστα στην TM πόλωση χάνουν την

κατευθυντικότητα τους ($BR < 0.5$). Η κατευθυντικότητα μειώνεται λόγω σκέδασης και στον RSSRGC, σε λιγότερο βαθμό όμως, καθώς η ύπαρξη του ανακλαστήρα εμποδίζει την ισχύ να χαθεί στο substrate, και έτσι η κατευθυντικότητα του παραμένει ($BR > 0.5$) ακόμα και για TM πόλωση.

Επίσης υπολογίστηκε η εξάρτηση της απόδοσης σύζευξης από τις βασικές σχεδιαστικές παραμέτρους (γωνία κλίσης για τους VHGC και SSRGC, μετατόπιση 'ς' μεταξύ των δύο περιθλαστικών φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης για τον DC-SRGC και μήκος buffer για τον RSSRGC). Στην περίπτωση του VHGC παρατηρείται μια μικρή διαφοροποίηση, ανάμεσα στις RCWA/LM και FDTD μεθόδους, ως προς τον υπολογισμό, της γωνίας που μεγιστοποιείται η απόδοση σύζευξης στο cover για την πρώτη τάξης περίθλαση, για την TE πόλωση (για την TM οι απόδοση σύζευξης είναι πρακτικά μηδέν). Επίσης η βέλτιστη γωνία είναι πολύ κοντά (ουσιαστικά ίδια για την RCWA/LM μέθοδο), με την γωνία σχεδιασμού. Στην περίπτωση του SSRGC παρατηρείται σημαντική διαφοροποίηση, της γωνίας που μεγιστοποιείται η απόδοση σύζευξης στο cover για την πρώτη τάξης περίθλαση, υπολογισμένη με τις RCWA/LM, FDTD μεθόδους για TE, TM πόλωση, και της γωνίας σχεδιασμού. Γεγονός που αποδίδεται διότι το κεκλιμένο περιθλαστικό φράγμα επιφανειακής διαμόρφωσης διαταράσσει ισχυρά τον κυματοδηγό. Στην περίπτωση του DCSRGC παρατηρείται ουσιαστικά ανεξαρτησία της απόδοσης σύζευξης από της μετατόπιση 'ς' μεταξύ των δύο περιθλαστικών φραγμάτων επιφανειακής διαμόρφωσης, και στις δύο πολώσεις, αλλά και για τις δύο μεθόδους. Επίσης στην περίπτωση του RSSRGC παρατηρείται καλή συμφωνία, στον υπολογισμό της περιθλαστικής απόδοσης και για τις δύο πολώσεις μεταξύ των RCWA/LM και FDTD αποτελεσμάτων. Αυτό αποδίδεται στην παρουσία του ανακλαστήρα που αυξάνει την ισχύ στο cover και που διαφορετικά θα διέρρεε στο substrate λόγω σκέδασης. Ακόμη το μέγιστο της απόδοσης σύζευξης, κατά την RCWA/LM, για την TE πόλωση είναι στο ίδιο μήκος buffer το οποίο είχε χρησιμοποιηθεί στον σχεδιασμό του συζεύκτη, ενώ κατά την FDTD το μέγιστο συμβαίνει σε λίγο μεγαλύτερο μήκος. Για την TM πόλωση, το μέγιστο της απόδοσης σύζευξης, κατά FDTD και RCWA/LM, συμβαίνει σε λίγο μεγαλύτερο μήκος buffer από το μήκος buffer σχεδιασμού.

Τελευταία υπολογίστηκε η ευαισθησία της απόδοσης σύζευξης στο cover για όλους του συζεύκτες για TE και TM πόλωση, στην μεταβολή του μήκους κύματος της διέγερσης. Ιδιαίτερα οι συζεύκτες επιφανειακής διαμόρφωσης και λιγότερα ο VHGC, για TE και TM πόλωση, είναι προβληματικοί για μήκος κύματος μικρότερο από $0.98\mu m$ αφού σε αυτό το εύρος μήκους κύματος διεγείρεται ο αντίθετα διαδιδόμενος ρυθμός από την συνθήκη Bragg δεύτερης τάξης ενώ μπορούν να χρησιμοποιηθούν για μεγαλύτερο μήκος κύματος διότι οι απόκριση τους είναι ομαλή.

Συμπερασματικά στο Σχ.5.17 παρουσιάζεται, για TE πόλωση, πίνακας βαθμολόγησης των χαρακτηριστικών των διαφόρων συζευκτών εξόδου. Παρόμοια συμπεριφορά παρουσιάζεται και στην TM πόλωση εκτός από την περίπτωση του VHGC όπου όπως έχει αναφερθεί παραπάνω έχει σχεδόν μηδενική απόδοση σύζευξης, για σχεδόν κάθετη γωνία σύζευξης (-2deg), και έτσι δεν έχει νόημα η βαθμολόγηση του.

Συμπεράσματα Χαρακτηριστικών Συζευκτών Εξόδου Προτιμητέας Τάξης (TE Πόλωση)				
	VHGC	SSRGC	DCSRGC	RSSRGC
Περιθλαστική Απόδοση	4	3	2	1
Κατευθυντικότητα	1	3	4	2
Ανεξαρτησία ως προς Μήκος Κύματος	1	2	2	4
Ανεξαρτησία σε κατασκευαστικές ατέλειες	3	2	1	4

1=καλύτερο, 4=χειρότερο

Σχήμα 5.17: Συγκριτικός χαρακτηριστικών συζευκτών εξόδου για TE πόλωση

Κεφάλαιο 6

Συζεύκτες Εισόδου Οπτικών Κυματοδηγών Περιθλαστικών Φραγμάτων Προτιμητέας Τάξης: FDTD Ανάλυση

Περιθλαστικοί συζεύκτες εισόδου προτιμητέας τάξης αναλύονται με τον μέθοδο των πεπερασμένων διαφορών στο πεδίο του χρόνου (FDTD) με χρήση του TFSSF φορμαλισμού για TE και TM πόλωση. Τέσσερα είδη περιθλαστικών συζευκτών εισόδου προτιμητέας τάξης εξετάζονται: ένας περιθλαστικός συζεύκτης όγκου (volume holographic grating coupler: VHGC), ένας κεκλιμένος παραλληλεπίπεδος περιθλαστικός συζεύκτης επιφανειακής διαμόρφωσης (slanted surface-relief grating coupler: SSRGC), ένας περιθλαστικός συζεύκτης διπλής επιφανειακής διαμόρφωσης (double corrugated surface-relief grating coupler: DCSRGC) και ένας περιθλαστικός συζεύκτης επιφανειακής διαμόρφωσης με ανακλαστήρα (reflecting stack surface-relief grating coupler: RSSRGC). Υπολογίζεται η απόδοση σύζευξης εισόδου (CE_d) καθώς και η απόδοση σύζευξης στους ρυθμούς κυματοδηγησης (CE_{d,TE_m} , CE_{d,TM_m}) κάθε συζεύκτη.

6.1 Εισαγωγή

Οι περιθλαστικοί συζεύκτες μπορούν να χρησιμοποιηθούν είτε για σύζευξη προσπίπτοντος ρυθμού κυματοδηγησης έξω από τον κυματοδηγό, και έτσι να λειτουργούν σαν συζεύκτες εξόδου (Κεφ. 4, 5) είτε για σύζευξη προσπίπτουσας δέσμης με κυματοδηγό και έτσι να λειτουργούν σαν συζεύκτες εισόδου που είναι το αντικείμενο αυτού του κεφαλαίου. Για πρακτικές εφαρμογές σε οπτικές διασυνδέσεις κυματοδηγησης [100], [118], [43], [97], [98], [96], [18], [106], [95] οι περιθλαστικοί συζεύκτες εισόδου έχουν πεπερασμένο μέγεθος και φωτίζονται από δέσμες πεπερασμένου πλάτους, συνήθως

γκαουσιανές. Έτσι σε αντίθεση με τους περιθλαστικούς συζεύκτες εισόδου, η περιθλαστική απόδοση των συζευκτών εισόδου, εξαρτάται όχι μόνο από την γεωμετρία του περιθλαστικού φράγματος (μήκος φράγματος και περίοδο φράγματος) αλλά και από τις ιδιότητες της προσπίπτουσας δέσμης (μέγεθος δέσμης, τύπος δέσμης και πόλωση δέσμης). Επιπλέον καθώς η προσπίπτουσα δέσμη μέσω του περιθλαστικού φράγματος διεγείρει κάποιον ρυθμό του κυματοδηγού, αυτός ο ρυθμός θα διαδοθεί στον κυματοδηγό και εν μέρει θα συζευχθεί προς τα έξω από το ίδιο περιθλαστικό φράγμα. Έτσι η απόδοση σύζευξης εισόδου εξαρτάται και από την θέση πρόσπτωσης της δέσμης στο περιθλαστικό φράγμα. Επιθυμητή είναι η σύζευξη προτιμητέας τάξης ώστε να επιτευχθεί υψηλή απόδοση σύζευξης σε καθορισμένη διεύθυνση και έτσι να είναι χαμηλό το φαινόμενο οπτικής παρεμβολής (optical cross talk).

Στο παρελθόν έχουν μελετηθεί περιθλαστικοί συζεύκτες εισόδου. Ειδικότερα, οι Ogawa *et al.* [81] χρησιμοποίησαν θεωρία διαταραχών σε συνδυασμό με ανάλυση συζευγμένων γραμμών μεταφοράς, για να μελετήσουν την απόδοση σύζευξης εισόδου άπειρου συζεύκτη επιφανειακής διαμόρφωσης (surface-relief grating coupler: SRGC) που φωτίζεται από επίπεδο κύμα. Οι Neviere *et al.* [77], [79], [78] πρότειναν έναν αυστηρό ηλεκτρομαγνητικό φορμαλισμό παραγόμενο από τις εξισώσεις Maxwell για την μελέτη των συντονισμών σύζευξης άπειρου SRGC που φωτίζεται από επίπεδο κύμα αλλά και από πεπερασμένη δέσμη. Οι Dalgoutte και Wilkinson [20] χρησιμοποίησαν μια τροποποιημένη προσέγγιση Born και τη θεωρία της αμοιβαιότητας (reciprocity theory), για να μελετήσουν το πρόβλημα σύζευξης γκαουσιανή δέσμης που προσπίπτει σε κυματοδηγό ενός και πολλών ρυθμών, με χρήση SRGC. Οι Woldarczyk και Seshadri [114] επίσης χρησιμοποίησαν θεωρία διαταραχών για να αναλύσουν άπειρους SRGC με προσπίπτον επίπεδο κύμα για σύζευξη εισόδου και εξόδου. Οι Li και Gupta [65], [34] εφάρμοσαν την μέθοδο των Neviere *et al.* [77], [79], [78] για να μελετήσουν την σύζευξη εξόδου σε σχέση με την μεταβολή της γωνίας πρόσπτωσης γκαουσιανής δέσμης σε άπειρο SRGC. Ο Laval και συνεργάτες [85], [82] χρησιμοποίησαν την ίδια θεωρία για να μελετήσουν την βέλτιστη σύζευξη SRGC με προσπίπτουσα γκαουσιανή δέσμη. Οι Brazas και Li [14] επίσης μελέτησαν τα αποτελέσματα του μεγέθους γκαουσιανής δέσμης και του μήκους πεπερασμένου SRGC στην απόδοση σύζευξης εισόδου, θεωρητικά αλλά και πειραματικά. Οι Waldhäuslet *et al.* [108] χρησιμοποίησαν θεωρία διαταραχών πρώτης τάξης, και οι Kwan και Taylor [61] ανέπτυξαν ένα μοντέλο κυματοδηγού 3 στρωμάτων για την μελέτη SRGC εισόδου με κλίση στο προφίλ τους (slanted). Επίσης οι Wang *et al.* [110] χρησιμοποίησαν την FDTD μέθοδο για να μελετήσουν ομοιογενής και ανομοιογενής SRGC εισόδου για κάθετη σύζευξη κυματοδηγού και οπτικής ίνας. Επίσης οι Ogawa και Chang [80] με χρήση θεωρίας διαταραχών ανέλυσαν slanted και unslanted VHGC εισόδου, άπειρου μήκους, με προσπίπτον επίπεδο κύμα σε TE πόλωση. Τέλος οι Wu *et al.* [116] με χρήση των πεπερασμένων διαφορών στο πεδίο της συχνότητας (FDFD) ανέλυσαν VHGC εισόδου, πεπερασμένου μήκους, με πεπερασμένου πλάτους προσπίπτουσες δέσμες, και υπολόγισαν την απόδοση σύζευξης και την εξάρτηση της από παραμέτρους όπως την θέση και γωνία πρόσπτωσης της δέσμης στο φράγμα, του τύπου της δέσμης, και του πλάτους της.

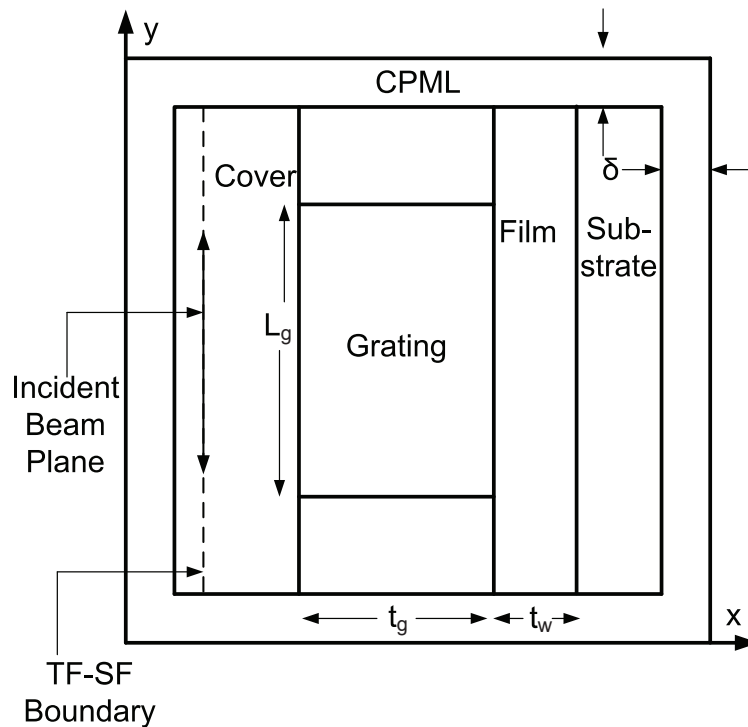
Σ' αυτό το κεφάλαιο με χρήση της FDTD μεθόδου μελετώνται, για πρώτη φορά απ' όσο γνωρίζουμε, τα φράγματα προτιμητέας τάξης που παρουσιάστηκαν στο Κεφ. 5 σε λειτουργία συζευκτών εισόδου. Θεωρείται γκαουσιανή δέσμη (η οποία είναι συνηθισμένη σε πρακτικές εφαρμογές) τα χαρακτηριστικά της οποίας (πλάτος, θέση

πρόσπτωσης στο φράγμα) έχουν επιλεγεί με βάση την αναφορά [116], όπου παρέχουν μέγιστη απόδοση σύζευξης για VHGC. Η γωνία πρόσπτωσης της δέσμης είναι $\theta_c = -2\text{deg}$. ώστε να ικανοποιείται η συνθήκη Bragg πρώτης τάξης όπως στο Κεφ. 5.

6.2 Γεωμετρία Περιθλαστικού Συζεύκτη

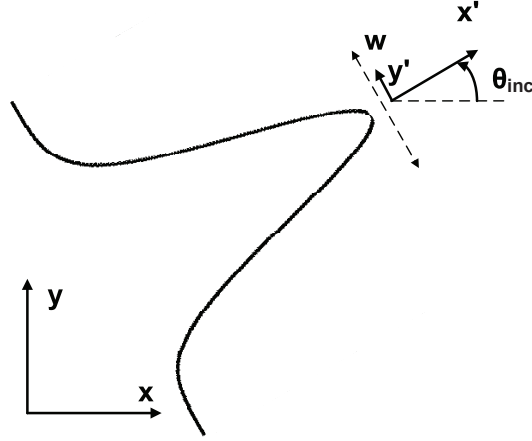
Εισόδου Προτιμητέας Τάξης

Το υπολογιστικό χωρίο κυματοδηγού περιθλαστικού συζεύκτη εισόδου (για λόγους οικονομίας ο όρος εισόδου παραλείπεται) φαίνεται στο Σχ. 6.1. Ο συζεύκτης θεωρείται ομογενής κατά την \hat{z} διεύθυνση και έτσι αναπαριστά ένα 2D ηλεκτρομαγνητικό πρόβλημα. Το υπολογιστικό χωρίο περιβάλλεται από απορροφητικό στρώμα, CPML, πάχους d . Το κάλυμμα (cover), ο πυρήνας (film) και το υπόστρωμα (substrate) του κυματοδηγού φαίνονται στο Σχ. 6.1 και άρα η γεωμετρία είναι αυτή διηλεκτρικής φέτας (slab). Η περιοχή του περιθλαστικού φράγματος έχει πάχος t_g κατά τον x -άξονα και μήκος L_g κατά τον y -άξονα και μπορεί να περιέχει ολογραφικό ή επιφανειακής διαμόρφωσης φράγμα και μπορεί να είναι πάνω (όπως στο Σχ.5.1) ή μέσα στην περιοχή του film. Το TF-SF σύνορο (Σχ. 6.1) είναι μια γραμμή (πραγματικά σε 3D είναι επίπεδο)



Σχήμα 6.1: Γεωμετρία κυματοδηγού εισόδου περιθλαστικού φράγματος προτιμητέας τάξης και του πλήρους υπολογιστικού χωρίου (πραγματικού+CPML) που χρησιμοποιείται στην FDTD ανάλυση.

κατά μήκος του y -άξονα (χωρίς να εισέρχεται στο CPML), το οποίο διαχωρίζει την περιοχή ολικού πεδίου (δεξιά από την TF-SF γραμμή) και στη περιοχή σχεδαζόμενου πεδίου (αριστερά από την TF-SF γραμμή). Χρησιμοποιείται για την εισαγωγή της προσπίπτουσας δέσμης στην περιοχή cover, στο Σχ. 6.1. Σε πρακτικές εφαρ-



Σχήμα 6.2: Μορφή γκαουσιανής προσπίπτουσας δέσμης εύρους W .

μογές οι περιθλαστικοί συζεύκτες εισόδου έχουν πεπερασμένο μήκος και διεγείρονται από πεπερασμένες, συνήθως, γκαουσιανές. Έτσι η προσπίπτουσα δέσμη πεπερασμένου πλάτους που χρησιμοποιείται στην ανάλυση των συζευκτών και που φαίνεται στο Σχ. 6.2 περιγράφεται από την συνάρτηση παραθύρου γκαουσιανής μορφής, $g(y')$:

$$g(y') = \exp \left[\left(\frac{-y'}{W/2} \right)^2 \right], \quad (6.1)$$

όπου W είναι το εύρος της δέσμης, θ_{inc} είναι η γωνία πρόσπτωσης (Σχ. 6.2), και $y' = y \cos(\theta_{inc})$. Η προσπίπτουσα δέσμη πεπερασμένου πλάτους στο πεδίο του χρόνου ορίζεται από:

$$\vec{U}_{inc} = \hat{z}h(t)g(y')\text{Re}\{\exp(-j\vec{k} \cdot \vec{r}) \exp(j\omega t)\} \quad (6.2)$$

όπου \vec{U}_{inc} αναπαριστά το ηλεκτρικό ή το μαγνητικό άνωσμα για TE ή TM πόλωση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας αντίστοιχα. Επίσης $\vec{k} = k_0 n_1 (\hat{x} \cos \theta_{inc} + \hat{y} \sin \theta_{inc})$, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 είναι το μήκος κύματος του κενού και $\omega = 2\pi/\lambda_0$ όπου c είναι η ταχύτητα του φωτός στο κενό και $h(t)$ είναι ένα χρονικό παράθυρο Hanning που μειώνει το αριθμητικό σφάλμα που παράγεται από την απότομη εισαγωγή της πηγής και μειώνει τον υπολογιστικό χρόνο ώστε τα πεδία να φτάσουν σε κατάσταση ισορροπίας [35]. Για την εφαρμογή της TF-SF τεχνικής το πεδίο του προσπίπτοντος ρυθμού παρέχεται από ένα βοηθητικό πλέγμα. Αυτό το πλέγμα περιβάλλεται από ένα όμοιο CPML έχει το ίδιο μήκος κατά τον y -άξονα όπως το κυρίως πλέγμα όμως εκτείνεται μόνο μερικά κελιά κατά τον x -άξονα και περιέχει μόνο την περιοχή του cover.

Δείγματα συζευκτών εισόδου περιθλαστικών φραγμάτων προτιμητέας τάξης που μελετήθηκαν φαίνονται στο Σχ.6.3. Τα περιθλαστικά φράγματα είναι ίδια με αυτά που εμφανίζονται στους περιθλαστικούς συζεύκτες εξόδου προτιμητέας τάξης στο Κεφ. 5, Σχ. 5.2. Στο Σχ. 6.3(α) φαίνεται ένα VHGC, όπου το ολογραφικό φράγμα έχει περιθλαστικό άνωσμα \vec{K} , γωνία κλίσης ϕ και Λ περίοδο του περιθλαστικού φράγματος. Η επιτρεπτότητα του ολογραφικού περιθλαστικού φράγματος στην γενική περίπτωση

εκφράζεται από την παρακάτω σειρά Fourier:

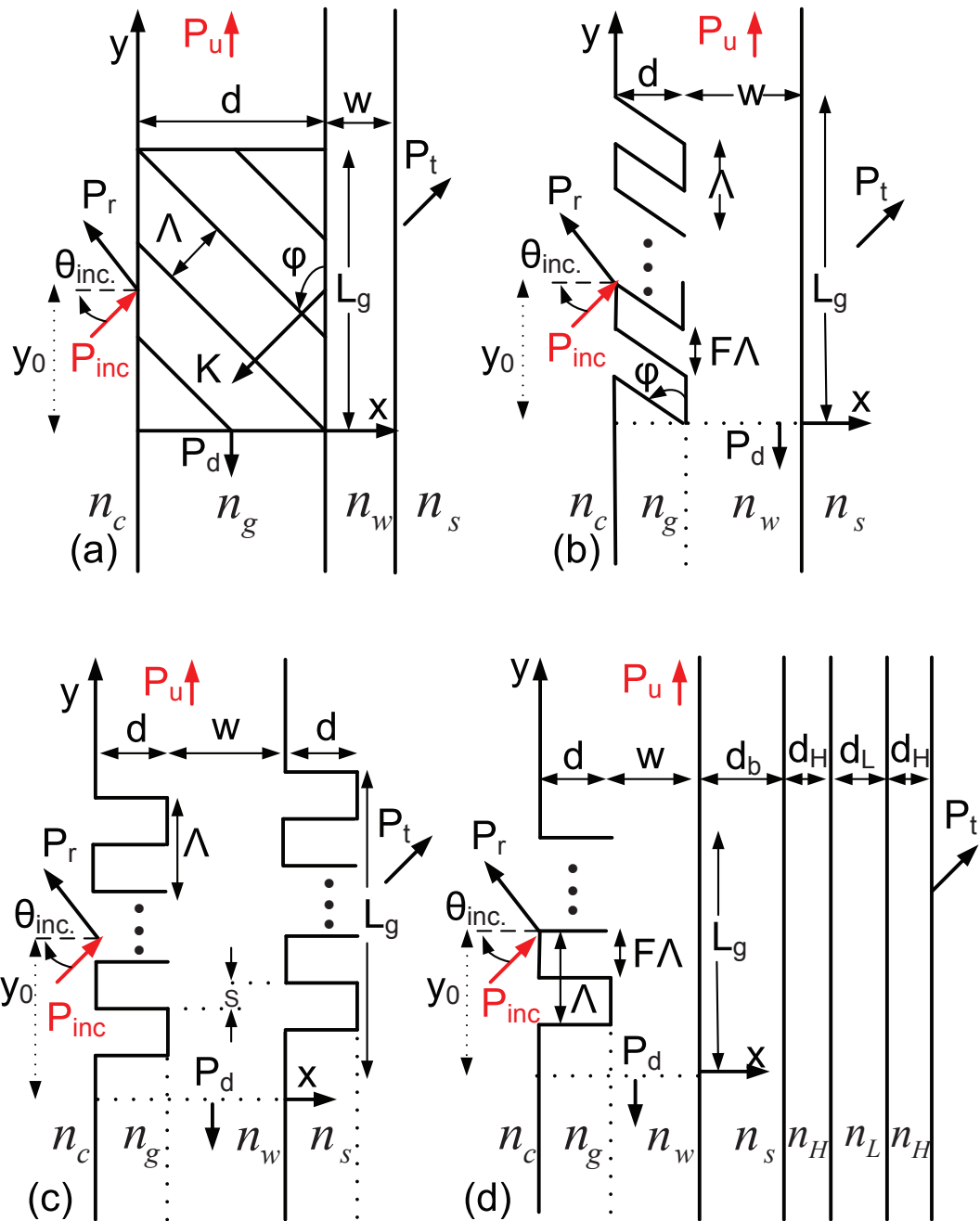
$$\epsilon = \epsilon_{avg.} + \sum_{p=1}^{\infty} \epsilon_p^c \cos(p\vec{K} \cdot \vec{r}) + \sum_{p=1}^{\infty} \epsilon_p^s \sin(p\vec{K} \cdot \vec{r}) \quad (6.3)$$

όπου $\epsilon_{avg.}$ είναι η μέση επιτρεπτότητα, ϵ_p^c (ϵ_p^s), είναι η p -τάξης αρμονική συνημίτονου (ημιτόνου) και $\vec{r} = x\hat{x} + y\hat{y}$ είναι το άνωσμα θέσης. Ένας κεκλιμένος παραλληλεπίπεδος περιθλαστικός συζεύκτης επιφανειακής διαμόρφωσης φαίνεται στο Σχ. 6.3(b). έχει περίοδο Λ , γωνία κλίσης ϕ' , filling factor $F = 0.5$, και πάχος d . Στο Σχ. 6.3(c) φαίνεται ένας περιθλαστικός συζεύκτης διπλής επιφανειακής διαμόρφωσης. Περιλαμβάνει δύο περιθλαστικά φράγματα επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων περιόδου Λ , με filling factor $F = 0.5$, και πάχος d , που είναι μετατοπισμένα μεταξύ τους απόσταση 's' κατά τον y -άξονα. Στο σχήμα 6.3(d) φαίνεται ένας περιθλαστικός συζεύκτης επιφανειακής διαμόρφωσης με ανακλαστήρα. Περιλαμβάνει ένα περιθλαστικό φράγμα επιφανειακής διαμόρφωσης 2-επιπέδων περιόδου Λ , με filling factor $F = 0.5$, και πάχος d , με την προσθήκη ανακλαστικής στοίβας που περιέχει εναλλασσόμενες διηλεκτρικές φέτες (slabs), υψηλού (n_H) και χαμηλού (n_L) δείκτη διάθλασης, που δρα ως καθρέπτης με σκοπό να μειώσει την ισχύ που διαδίδεται στην περιοχή του substrate.

6.3 Αποτελέσματα

Η ακρίβεια της FDTD μειώνεται (Κεφ. 2) κατά την εφαρμογή της στην ηλεκτρομαγνητική ανάλυση των παραπάνω συζευκτών λόγω των ασυνεχειών της επιτρεπτότητας, και της πολυπλοκότητας της γεωμετρίας τους όπου οι διηλεκτρικές επιφάνειες που περιέχουν ενδέχεται να μην συμπίσουν με κόμβους του πλέγματος της FDTD. Για να αποκατασταθεί η ακρίβεια της FDTD εφαρμόζεται η τεχνική ομαλοποίησης της επιτρεπτότητας που περιγράφεται στην παρ. 2.2.1. ακριβώς με τον ίδιο τρόπο όπως στους συζεύκτες εξόδου του Κεφ. 5, καθώς η γεωμετρία των συζευκτών εισόδου (Σχ. 6.3) είναι ίδια με την γεωμετρία των συζευκτών εξόδου (Σχ. 5.2).

Η απόδοση των συζευκτών ποσοτικοποιείται με τον υπολογισμό της απόδοσης σύζευξης CE_i , ($CE_i = P_i/P_{inc.}$, $i = r, t, u, d$). Όπου r υποδηλώνει την ανακλώμενη (reflected) ισχύς (P_r) στο cover, t υποδηλώνει το διαδιδόμενη (transmitted) ισχύς P_t στο substrate και u (d) υποδηλώνει την περιθλώμενη ισχύς P_u (P_d) προς τα πάνω (κάτω) και $P_{inc.}$ είναι η ισχύς της προσπίπτουσας δέσμης. Οι P_i , $P_{inc.}$ υπολογίζονται με χρήση των εξ. 4.2-4.4 όπως στην παρ. 4.2. Οι συζεύκτες εισόδου έχουν σχεδιαστεί για σύζευξη της προσπίπτουσας δέσμης (εάν υποθεθεί ότι είναι επίπεδο κύμα) στον TE_0 , TM_0 ρυθμό του κυματοδηγού (εκτός από τον RSSRGC συζεύκτη που έχει σχεδιαστεί για σύζευξη στον TE_2 , TM_1 ρυθμό για ισχυρότερη αλληλεπίδραση με τον κυματοδηγό και λιγότερη με τον ανακλαστήρα) διαδιδόμενο προς τα κάτω (d), με χρήση της προσαρμογής φάσης για την πρώτη τάξη περίθλασης. Έτσι είναι απαραίτητος ο υπολογισμός της κατανομής της ισχύος P_d και P_u στους υποστηριζόμενους ρυθμούς του κυματοδηγού. Αυτό επιτυγχάνεται με χρήση της ανάλυσης ρυθμών για υπολογισμό ισχύος σε ρυθμούς κυματοδηγής που περιγράφεται στο παράρτημα Γ'. Ειδικότερα το E_z (H_z) πεδίο στις περιοχές u , d παρέχεται από την FDTD σε ημιτονοειδή μόν-



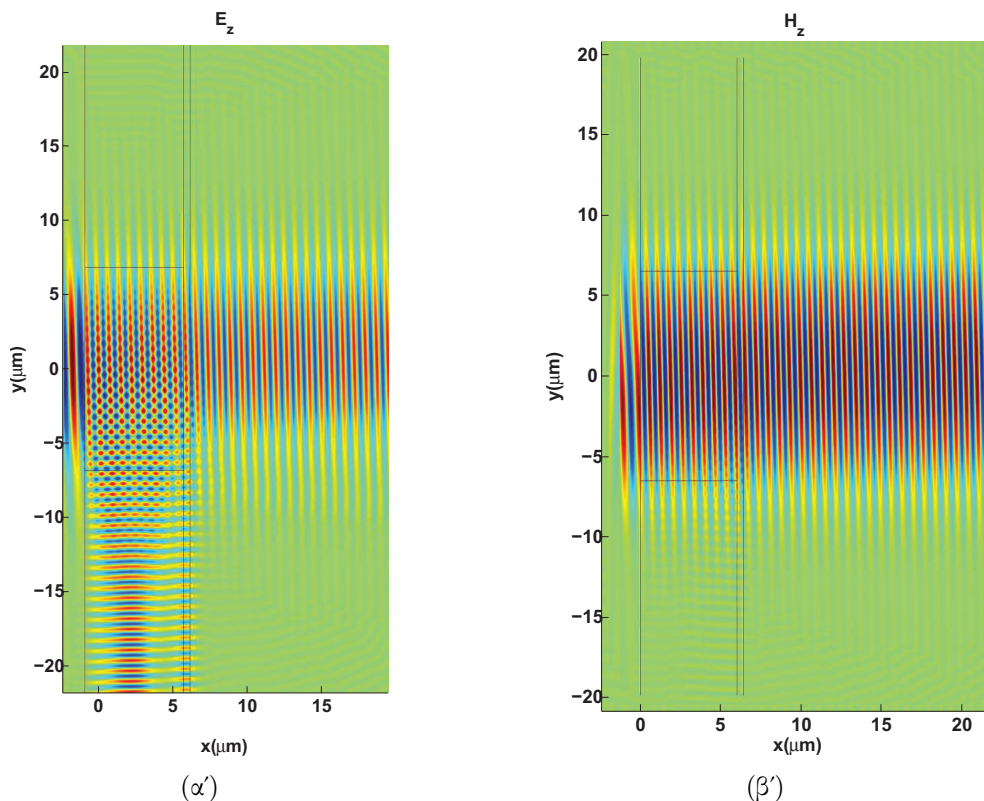
Σχήμα 6.3: Τύποι κυματοδηγών συζευκτών εισόδου περιθλαστικών φραγμάτων προτιμητέας τάξης: (a) $VHGC$, (b) $SPSRGC$, (c) $DCSRGC$, (d) $RSSRGC$.

ιμη κατάσταση, απ' όπου οι αντίστοιχοι phasors υπολογίζονται με μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων (παρ. 3.2). Ύστερα, με την μέθοδο του παραρτήματος Γ' υπολογίζεται η ισχύς σύζευξης στον m ρυθμό του κυματοδηγού, P_{u,TE_m} , P_{d,TE_m} (P_{u,TM_m} , P_{d,TM_m}), για την TE πόλωση (TM πόλωση), και τελικά υπολογίζεται η απόδοση σύζευξης στον m ρυθμό του κυματοδηγού, σαν:

$$CE_{i,TE_m} = \frac{P_{i,TE_m}}{P_{inc}} \quad (CE_{i,TM_m} = \frac{P_{i,TM_m}}{P_{inc}}), \quad (6.4)$$

όπου $i = u, d$, για TE (TM) πόλωση. Για όλους τους περιθλαστικούς συζεύκτες εισόδου που αναλύονται σε αυτό το κεφάλαιο, οι σχεδιαστικές παράμετροι είναι ίδιοι με τους περιθλαστικούς συζεύκτες εξόδου, και παρουσιάζονται στην παράγραφο 5.2.1. Το μήκος κύματος της διέγερσης στον ελεύθερο χώρο είναι $\lambda_0 = 1\mu m$ και έχουν σχεδιαστεί ώστε η γωνία σύζευξης εισόδου να είναι, $\theta_c = -2$. Οι παράμετροι που καθορίζουν το CPML είναι ίδιες όπως στους συζεύκτες εξόδου, δηλαδή $\delta = 32\Delta$ ($\Delta = \Delta x$ ή Δy) (δ στο Σχ. 6.1), $R(0) = 10^{-7}$, $m = 3$, $m_\alpha = 3$, $\alpha_{max} = 0.24$ και η βέλτιστη μέγιστη αγωγιμότητα σ_{max} , του CPML, επιλέχθηκε σύμφωνα με την $\sigma_{max}\Delta = -(m+1)\ln[R(0)]/2\eta N$, $N = 32$ κελιά, όπου η είναι η κυματική αντίσταση του CPML. Η επιλογή του μήκους του x -άξονα του υπολογιστικού χωρίου έγινε όπως στην περίπτωση των συζευκτών εξόδου. Δηλαδή το μήκος του x -άξονα επιλέγεται ώστε οι αποσβένοντες ουρές όλων των ρυθμών του κυματοδηγού να έχουν πολύ μικρή τιμή στην επιφάνεια του CPML στην δεξιά και την αριστερή πλευρά του πλέγματος (Σχ. 6.1). Σε όλες τις περιπτώσεις το μήκος του υπολογιστικού χωρίου κατά τον x -άξονα επιλέχθηκε ώστε $f(x_L$ ή $x_R)/f_{max} < 10^{-4}$ όπου x_L και x_R αντιστοιχούν στην αριστερή και δεξιά επιφάνεια του υπολογιστικού χωρίου με το CPML στρώμα κατά μήκος του x -άξονα, και f αντιστοιχεί στην ηλεκτρική ή μαγνητική συνιστώσα του πεδίου, για κάθε ρυθμό κυματοδηγησης (για TE ή TM πόλωση αντίστοιχα) που υποστηρίζεται. Το μέγιστο μέγεθος του κελιού Δ (όπου $\Delta = \max\{\Delta x, \Delta y\}$, και που γενικά τα $\Delta x, \Delta y$ δεν είναι ίσα εάν είναι να συμπέσουν οι επιφάνειες επιτρεπτότητας με πλεγματικούς κόμβους) επιλέγεται ως $\Delta = \lambda_{min}/N$, όπου N είναι ο αριθμός των κελιών ανά ελάχιστο μήκος κύματος και το αντίστοιχο χρονικό βήμα για την FDTD(2,2) μέθοδο είναι $\Delta t = \min\{\Delta x, \Delta y\}/(2c)$. Σε όλους τους υπό ανάλυση συζεύκτες αυτού του κεφαλαίου έχει θεωρηθεί γκαουσιανή δέσμη εύρους $W = L_g$ που προσπίπτει στη θέση (Σχ. 6.3) $y_0 = L_g/2$. Δηλαδή το κέντρο της δέσμης διέρχεται από το μέσο του συζεύκτη. Η επιλογή $W = L_g$ έγινε διότι εάν η δέσμη είναι πολύ στενή θα αντιστοιχούσε σε μεγάλο εύρος χωρικών συχνοτήτων, και θα υπήρχε σημαντική απόκλιση από την συνθήκη προσαρμογής φάσης για την πρώτη τάξη περίθλασης και άρα σε μειωμένη απόδοση σύζευξης. Επίσης επιλέχθηκε $y_0 = L_g/2$ διότι σύμφωνα με την [116] για $W = L_g$, μεγιστοποιείται η CE_{d,TE_1} , για τον VHGC σε TE πόλωση. Στο Σχ. 6.4 παρουσιάζεται το πεδίο σε κατάσταση ισορροπίας για τον VHGC για μήκος περιθλαστικού φράγματος $L_g = 50\lambda_y$ και για TE (Σχ. 6.4α') και TM (Σχ. 6.4β') πόλωση. Στην TE πόλωση είναι εμφανή η σύζευξη της προσπίπτουσας δέσμης σε ρυθμό του κυματοδηγού που διαδίδεται προς τα κάτω. Η προσπίπτουσα δέσμη διεγείρει όλους του ρυθμούς του κυματοδηγού (Πίνακας 1), όμως κυριαρχούν οι TE_0, TE_1 σε ποσοστό $CE_{d,TE_0} = 8.61\%$ και $CE_{d,TE_1} = 31.65\%$. Το γεγονός ότι $CE_{d,TE_0} < CE_{d,TE_1}$ είναι αξιοσημείωτο, διότι ο VHGC έχει σχεδιαστεί για σύζευξη της δέσμης στον TE_0 ρυθμό

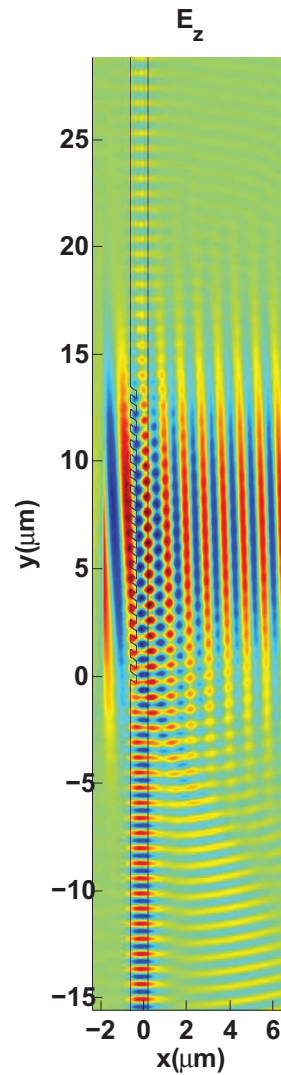
με βάση την προσαρμογή φάσης για την πρώτη τάξη περίθλασης. Επιπλέον η απόδοση σύζευξης για τον αντίστοιχο VHGC συζεύκτη του Κεφ. 5 για TE πόλωση, και για μήκος φράγματος $L_g = 50\Lambda_y$, είναι $CE_c^1 = 11.23\%$, 36.18% , για TE_0 , TE_1 , προσπίπτοντα ρυθμό αντίστοιχα. Αυτά συμβαίνουν διότι ο TE_0 ρυθμός είναι εντοπισμένος στην περιοχή του φιλμ, ενώ ο TE_1 ρυθμός είναι εντοπισμένος στην περιοχή του περιθλαστικού φράγματος. Δηλαδή η αλληλεπίδραση του TE_1 ρυθμού και του VHGC είναι ισχυρότερη απ'οτι με τον TE_0 ρυθμό και έτσι η απόδοση του VHGC είναι μεγαλύτερη με τον TE_1 ρυθμό απ'οτι με τον TE_0 ρυθμό, αν και ο VHGC έχει σχεδιαστεί ώστε να ικανοποιεί την συνθήκη προσαρμογής φάσης για την πρώτη τάξη περίθλασης για τον TE_0 ρυθμό. Στο Σχ. 6.4β' είναι εμφανές ότι για την TM πόλωση η απόδοση σύζευξης είναι ουσιαστικά μηδαμινή, γεγονός που φαίνεται και ποσοτικά στον πίνακα 1, $CE_u = 0.00\%$ και $CE_d = 0.14\%$. Αυτό εξηγείται, όπως έχει αναφερθεί και στο Κεφ. 5, δηλαδή λόγω των σχεδόν κάθετων διευθύνσεων μεταξύ των ηλεκτρικών πεδίων των προσπιπτόντων και των περιθλωμένων τάξεων. Στα Σχ. 6.5-6.7 παρουσιάζεται το



Σχήμα 6.4: Πεδίο (ηλεκτρικό: TE πόλωση, ή μαγνητικό: TM πόλωση), σε κατάσταση ισορροπίας για μήκος περιθλαστικού φράγματος $L_g = 20\Lambda_y$ και για (α') VHGC (TE πόλωση), (β') VHGC (TM πόλωση).

ηλεκτρικό πεδίο (TE πόλωση) σε κατάσταση ισορροπίας για τους SSRGC, DCSRGC, και RSSRGC συζεύκτες, για μήκος περιθλαστικού φράγματος $L_g = 50\Lambda_y$. Ειδικότερα στο Σχ. 6.5 παρουσιάζεται το ηλεκτρικό πεδίο για τον SSRGC. Ο κυματοδηγός του SSRGC υποστηρίζει έναν ρυθμό, TE_0 , που στο Σχ. 6.5 φαίνεται πως διεγείρεται προς τα κάτω, σε συμφωνία με το design, και με $CE_{d,TE_0} = 13.96\%$ (πίνακας 1). Η συνολική ισχύς που διαδίδεται προς τα κάτω είναι $CE_d = 15.09\% > CE_{d,TE_0}$ γεγονός που οφείλεται σε σκέδαση, και που είναι εμφανές στο Σχ. 6.5 με την μορφή της κυματομορφής με διαγώνια διάδοση. Επιπλέον, όπως φαίνεται στο Σχ. 6.5 υπάρχει σε

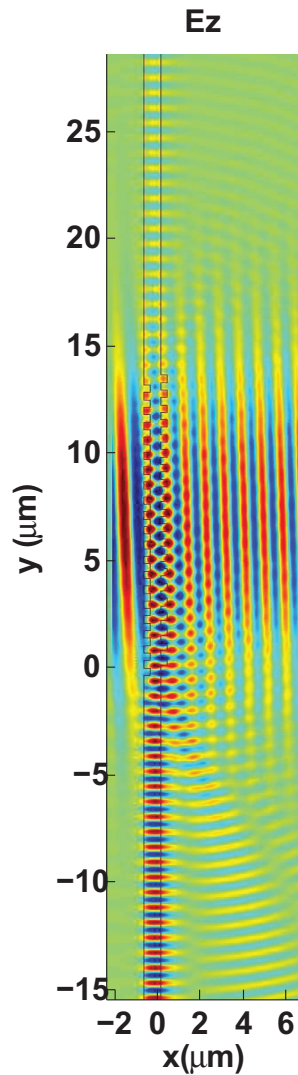
μικρό ποσοστό, $CE_u = 0.01\%$ διέγερση του ρυθμού προς τα πάνω λόγω σκέδασης. Στο Σχ. 6.6 φαίνεται το ηλεκτρικό πεδίο σε κατάσταση ισορροπίας για τον DCSRGC. Ποιοτικά η συμπεριφορά του DCSRGC είναι παρόμοια με τον SSRGC, όμως με υψηλότερες τιμές σύζευξης απόδοσης. Ειδικότερα υποστηρίζεται ένας ρυθμός TE_0 , που στο Σχ. 6.6 φαίνεται πως διεγείρεται προς τα κάτω, σε συμφωνία με το design, και με $CE_{d,TE_0} = 20.63\%$ (πίνακας 1). Η συνολική ισχύς που διαδίδεται προς τα κάτω είναι $CE_d = 20.99\% > CE_{d,TE_0}$ γεγονός που οφείλεται σε σκέδαση. Επιπλέον υπάρχει και εδώ σε μικρό ποσοστό, $CE_u = 0.02\%$, διέγερση του ρυθμού προς τα πάνω λόγω σκέδασης. Το ηλεκτρικό πεδίο του RSSRGC σε κατάσταση ισορροπίας φαίνεται στο Σχ. 6.7. Ο κυματοδηγός του RSSRGC υποστηρίζει 3 ρυθμούς, αλλά ουσιαστικά διεγείρεται σε σημαντικό ποσοστό μόνο ο TE_2 , $CE_{d,TE_2} = 37.30\%$. Η ολική ισχύς που διαδίδεται προς τα κάτω είναι $CE_d = 38.51\%$ και είναι λίγο μεγαλύτερη από την CE_{d,TE_2} , λόγω σκέδασης (που φαίνεται και στο Σχ. 6.7 με την διαγώνια προς τα κάτω διαδιδόμενη κυματομορφή) και επειδή σε ένα μικρό ποσοστό διεγείρονται και οι άλλοι δύο ρυθμοί. Επιπλέον παρουσιάζεται και μία μεταβολή beat στο προφίλ του διαδιδόμενου προς τα κάτω ρυθμού, που οφείλεται στην ανάκλαση του σχεδασμένου πεδίου από τον ανακλαστήρα, με αποτέλεσμα να αλληλεπιδρά με τον διαδιδόμενο ρυθμό και να δημιουργείται το beat στο προφίλ του του ρυθμού. Αυτό το φαινόμενο beat στο προφίλ παρουσιάζεται και στον ρυθμό που διαδίδεται προς τα πάνω, ο οποίος όμως έχει πολύ μικρότερη ισχύς αφού $CE_u = 0.18\%$. Στον Πίνακα 1 επιπλέον παρουσιάζεται η απόδοση σύζευξης για την TM πόλωση όλων των συζευκτών εισόδου. Η συμπεριφορά τους είναι ανάλογη με την περίπτωση της TE πόλωσης, όμως με απόδοση σύζευξης σημαντικά μειωμένη, ιδιαίτερα για τον VHGC όπου η απόδοση σύζευξης είναι πρακτικά μηδαμινή.



Σχήμα 6.5: Ηλεκτρικό πεδίο (TE πόλωση), σε κατάσταση ισορροπίας για μήκος περιθλαστικού φράγματος $L_g = 20\Lambda_y$ και για SSRGC

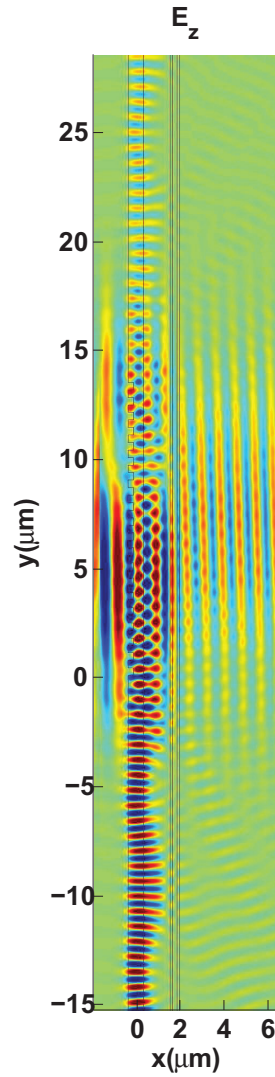
6.4 Συμπεράσματα

Σ' αυτό το κεφάλαιο υπολογίστηκε η απόδοση σύζευξης των συζευκτών εισόδου προτιμητέας τάξης, για TE και TM πόλωση. Οι απόδοση σύζευξης της TM πόλωσης είναι αισθητά μικρότερη από την TE πόλωση ιδιαίτερα για τον VHGC όπου είναι σχεδόν μηδαμινή. Ο VHGC στην TE πόλωση εμφανίζει υψηλή ισχύ προς τα κάτω $CE_d = 41.10\%$, και σχεδόν μηδαμινή προς τα πάνω, γεγονός με ιδιαίτερο πρακτικό ενδιαφέρον, καθώς η προς τα κάτω διεύθυνση είναι ισχυρά προτιμητέα (preferential). Όμως διεγείρονται προς τα κάτω με σημαντική ισχύ περισσότεροι του ενός ρυθμοί ($TE_{d,TE_0} = 8.61\%$, $TE_{d,TE_1} = 31.65\%$), ενώ ο σχεδιασμός έγινε μόνο για τον TE_0 ρυθμό. Οι συζεύκτες επιφανειακής διαμόρφωσης εμφανίζουν, λόγω σκέδασης, ένα μικρό ποσοστό ισχύς που διαρρέει προς τα πάνω, είναι έτσι ελαφρώς λιγότερο preferential σε σχέση με τον VHGC. Επίσης με εξαίρεση τον RSSRGC, εμφανίζουν αισθητά μικρότερη ισχύ CE_d



Σχήμα 6.6: Ηλεκτρικό πεδίο (TE πόλωση), σε κατάσταση ισορροπίας για μήκος περιθλαστικού φράγματος $L_g = 20\Lambda_y$ και για DCSRGC

συγκριτικά με τον VHGC, όμως υπάρχει σύζευξη μόνο σε έναν ρυθμό. Η σκέδαση είναι η αιτία στους συζεύκτες επιφανειακής διαμόρφωσης της διαφοράς CE_d και CE_{d,TE_m} , η οποία δεν είναι ιδιαίτερα ισχυρή. Αξιοσημείωτο είναι το γεγονός της εμφάνισης beat στο προφίλ του ρυθμού για τον RSSRGC λόγω της αλληλεπίδρασης του σκεδαζόμενου πεδίου με τον ανακλαστήρα. Μελλοντικά είναι ενδιαφέρον για πρακτικές εφαρμογές, η μελέτη τη απόκρισης των συζευκτών εισόδου σε εύρος μήκους κύματος, γύρω από το μήκος κύματος σχεδιασμού ($\lambda_0 = 1\mu m$), καθώς και για τις άλλες σχεδιαστικές παραμέτρους, όπως έγινε στο Κεφ. 5 για τους συζεύκτες εξόδου. Επίσης η προσπίπτουσα γωνία της δέσμης $\theta_{inc.}$, η θέση πρόσπτωσης y_0 και το εύρος της δέσμης που φαίνονται στο Σχ. 6.3, επηρεάζουν σε μεγάλο βαθμό τον απόδοση σύζευξης, στην περίπτωση TE πόλωσης για τον VHGC [116], άρα είναι ανάγκη η διερεύνηση τους και για όλους τους συζεύκτες εισόδου αυτού του κεφαλαίου.



Σχήμα 6.7: Ηλεκτρικό πεδίο (TE πόλωση), σε κατάσταση ισορροπίας για μήκος περιθλαστικού φράγματος $L_g = 20\Lambda_y$ και για RSSRGC

Πίνακας 6.1: Απόδοση επιφανειακών συζευκτών εισόδου προτιμητέας τάξης (όλες οι αποδόσεις σύζευξης εκφράζονται σε: %)

TE Πόλωση									
$L_g = 50\Lambda_y$	CE_r	CE_t	CE_u	CE_d	CE_{d,TE_0}	CE_{d,TE_1}	CE_{d,TE_2}	CE_{d,TE_3}	CE_{d,TE_4}
VHGC	4.94	53.96	0.00	41.10	8.61	31.65	0.42	0.89	0.00
SSRGC	1.55	83.35	0.01	15.09	13.96	-	-	-	-
DCSRGC	3.04	75.95	0.02	20.99	20.63	-	-	-	-
RSSRGC	27.57	33.74	0.18	38.51	0.00	0.00	37.30	-	-
TM Πόλωση									
$L_g = 50\Lambda_y$	CE_r	CE_t	CE_u	CE_d	CE_{d,TM_0}	CE_{d,TM_1}	CE_{d,TM_2}	CE_{d,TM_3}	CE_{d,TM_4}
VHGC	5.40	94.46	0.00	0.14	0.10	0.03	0.01	0.00	0.00
SSRGC	0.52	93.89	0.00	5.59	4.15	-	-	-	-
DCSRGC	0.40	93.60	0.00	6.00	5.45	-	-	-	-
RSSRGC	42.47	42.35	0.00	15.14	0.00	12.27	-	-	-

Κεφάλαιο 7

FDTD σε Υλικά με Μη Γραμμικότητα και Διασπορά

Η FDTD μέθοδος γενικεύεται σε υλικά με μη-γραμμικότητα και διασπορά με βάση τον αλγόριθμο GVADE: General Vector Auxiliary Differential Equation [32]. Το πλεονέκτημα του GVADE αλγορίθμου είναι ότι δεν περιορίζεται σε προβλήματα μη γραμμικότητας με μία μόνο συνιστώσα ηλεκτρικού πεδίου όπως συμβαίνει με άλλες μορφές τις μη γραμμικής FDTD [31, 30, 49, 50]. Ο GVADE εμπεριέχει μη γραμμική πόλωση Kerr, γραμμική πόλωση πολλαπλών πόλων Lorentz και μη γραμμική πόλωση Raman. Επιπλέον συμπληρώνεται με γραμμική πόλωση πολλαπλών πόλων Debye καθώς και με απορροφητικά στρώματα CPML, και την τεχνική TF-SF. Ο νέος αλγόριθμος εξετάζεται ως προς την απόδοση του CPML, και παρουσιάζεται ένα παράδειγμα του TF-SF φορμαλισμού. Επιπλέον αναπαράγονται αποτελέσματα του GVADE αλγορίθμου που παρουσιάστηκαν στις εργασίες των δημιουργών του, Greene και Taflove [32], [33].

7.1 GVADE αλγόριθμος, CPML και TF-SF.

Οι δυναμικές εξισώσεις Maxwell (νόμοι Ampere, Faraday), που εμπεριέχουν τα CPML ρεύματα, $\psi_{w,v}$ ($w, v = \{x, y, z\}$), είναι [102] (Παρ. 7.9):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} &= \hat{x} \left(\frac{1}{k_y} \frac{\partial}{\partial y} H_z - \frac{1}{k_z} \frac{\partial}{\partial z} H_y + \psi_{D_{x,y}} - \psi_{D_{x,z}} \right) \\ &+ \hat{y} \left(\frac{1}{k_z} \frac{\partial}{\partial z} H_x - \frac{1}{k_x} \frac{\partial}{\partial x} H_z + \psi_{D_{y,z}} - \psi_{D_{y,x}} \right) \\ &+ \hat{z} \left(\frac{1}{k_x} \frac{\partial}{\partial x} H_y - \frac{1}{k_y} \frac{\partial}{\partial y} H_x + \psi_{D_{z,x}} - \psi_{D_{z,y}} \right) \end{aligned} \quad (7.1)$$

$$\begin{aligned} -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} &= \hat{x} \left(\frac{1}{k_y} \frac{\partial}{\partial y} E_z - \frac{1}{k_z} \frac{\partial}{\partial z} E_y + \psi_{H_{x,y}} - \psi_{H_{x,z}} \right) \\ &+ \hat{y} \left(\frac{1}{k_z} \frac{\partial}{\partial z} E_x - \frac{1}{k_x} \frac{\partial}{\partial x} E_z + \psi_{H_{y,z}} - \psi_{H_{y,x}} \right) \\ &+ \hat{z} \left(\frac{1}{k_x} \frac{\partial}{\partial x} E_y - \frac{1}{k_y} \frac{\partial}{\partial y} E_x + \psi_{H_{z,x}} - \psi_{H_{z,y}} \right). \end{aligned} \quad (7.2)$$

Η σύνδεση των εξ. Maxwell με τον CPML φορμαλισμό, και του GVADE αλγόριθμου γίνεται εκφράζοντας την διηλεκτρική μετατόπιση \vec{D} στην εξ. 7.1 σαν συνάρτηση των όρων γραμμικής και μη-γραμμικής πόλωσης:

$$\vec{D} = \underbrace{\epsilon_0 \epsilon_\infty \vec{E} + \vec{P}_{Debye}}_{Linear} + \underbrace{\vec{P}_{Lorentz} + \vec{P}_{Raman} + \vec{P}_{kerr}}_{Nonlinear} \quad (7.3)$$

όπου ϵ_0 η επιτρεπτότητα του κενού, ϵ_∞ η σχετική επιτρεπτότητα σε άπειρη συχνότητα, $\vec{P}_{Debye} = \sum_{p=1}^M \vec{P}_{p,Debye}$ η γραμμική πόλωση Debye M πόλων,

$$\vec{P}_{Debye} = \sum_{p=1}^M \vec{P}_{p,Debye} \quad (7.4)$$

$$\vec{P}_{p,Debye} = \frac{\epsilon_0 \Delta \epsilon_p}{1 + j\omega \tau_p} \vec{E}, \quad (7.5)$$

όπου $\Delta \epsilon_p = \epsilon_{p,s} - \epsilon_{p,\infty}$, και $\epsilon_{p,s}$, $\epsilon_{p,\infty}$ η σχετική επιτρεπτότητα σε μηδενική και άπειρη συχνότητα αντίστοιχα και τ_p ο χρόνος χαλάρωσης (relaxation time) του p πόλου. Η γραμμική πόλωση Lorentz, $\vec{P}_{Lorentz}$, με N ζεύγη πόλων δίνεται από:

$$\vec{P}_{Lorentz} = \sum_{p=1}^N \vec{P}_{p,Lorentz} \quad (7.6)$$

$$\vec{P}_{p,Lorentz} = \frac{\epsilon_0 \Delta \epsilon_p \omega_p^2}{\omega_p^2 + 2j\omega \delta_p - \omega^2} \vec{E}, \quad (7.7)$$

όπου ω_p , δ_p , είναι η συχνότητα συντονισμού του μέσου, και ο συντελεστής απόσβεσης του μέσου αντίστοιχα. Γενικά η μη γραμμική πόλωση τρίτης τάξης \vec{P}_{NL} είναι:

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \chi_0^3 \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^t \chi^3(t-t_1, t-t_2, t-t_3) \cdot \vec{E}(\vec{r}, t_1) \vec{E}(\vec{r}, t_2) \vec{E}(\vec{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3, \quad (7.8)$$

όπου $\chi^{(3)}$ η επιδεκτικότητα τρίτης τάξης [13]. Γενικά η επιδεκτικότητα είναι τανυστής όμως σ' αυτή τη μελέτη εξετάζεται η απλοποιημένη περίπτωση όπου είναι βαθμωτό μέγεθος. Επίσης υποθέτοντας (προσέγγιση Born-Oppenheimer) ότι το ακτινοβολούμενο πεδίο του μη γραμμικού μέσου είναι συνάρτηση μόνο της προσπίπτουσας σε αυτό ακτινοβολίας, η μη γραμμική πόλωση τρίτης τάξης περιγράφεται από την:

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \chi_0^{(3)} \vec{E}(\vec{r}, t) \int_{-\infty}^t g(t-t') |\vec{E}(t')|^2 dt', \quad (7.9)$$

όπου $g(t)$ είναι η συνάρτηση απόκρισης για το μοντέλο των πολώσεων Raman και Kerr:

$$g(t) = \alpha \delta(t) + (1 - \alpha) g_{Raman}(t), \quad (7.10)$$

με α ($0 \leq \alpha \leq 1$) η σχετική ισχύς των Raman και Kerr πολώσεων, $\delta(t)$ κρουστική ('Δέλτα') συνάρτηση που μοντελοποιεί την στιγμιαία πόλωση Kerr και $g_{Raman}(t)$ η προσέγγιση της συνάρτησης απόκρισης για την πόλωση Raman:

$$g_{Raman}(t) = \left(\frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2} \right) \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1) U(t) \quad (7.11)$$

όπου οι $U(t)$ η συνάρτηση Heaviside. Η $g_{Raman}(t)$ έχει παραμέτρους τ_1 , τ_2 και μοντελοποιεί την σύζευξη φωτός (φωτόνια: photons) με τις στοιχειώδες διεγέρσεις του πλέγματος του υλικού (φωνόνια: phonon) και έχει μορφή λορενζιανής με κέντρο συχνότητα φωνονίου $1/\tau_1$ και εύρος $1/\tau_2$ που είναι το αντίστροφο του χρόνου ζωής του φωνονίου. Οι παράμετροι τ_1 , τ_2 προσδιορίζονται για κάθε υλικό ώστε η $g_{Raman}(t)$, να προσαρμόζεται στο φάσμα Raman το οποίο προσδιορίζεται πειραματικά. Με χρήση των εξ. 7.10, 7.11 στην εξ. 7.9, προκύπτει ότι η πόλωση Kerr στο πεδίο του χρόνου είναι:

$$\vec{P}_{Kerr}(t) = \epsilon_0 \chi_0^{(3)} \vec{E} \int_{-\infty}^t \alpha \delta(t-t') |\vec{E}(t')|^2 dt' = \alpha \epsilon_0 \chi_0^{(3)} |\vec{E}|^2 \vec{E} \quad (7.12)$$

και η πόλωση Raman είναι:

$$\vec{P}_{Raman}(t) = \epsilon_0 \vec{E} \left[\chi_{Raman}^{(3)}(t) * |\vec{E}|^2 \right], \quad (7.13)$$

όπου $*$ συμβολίζει συνέλιξη $(\chi_{Raman}^{(3)}(t) * |\vec{E}|^2 = \int_{-\infty}^t \chi_{Raman}^{(3)}(t-t') |\vec{E}(t')|^2 dt)$ και $\chi_{Raman}^{(3)}(t) = (1 - \alpha) g_{Raman}(t)$. Στον GVADE αλγόριθμο επιλύονται οι διαφορικές εξισώσεις ρευμάτων πόλωσης \vec{J} , όπου $\vec{J} = \partial \vec{P} / \partial t$, αντί για τις διαφορικές εξισώσεις για

την πόλωση \vec{P} , διότι τότε δεν χρειάζεται να αποθηκευτεί και να ανανεωθεί χρονικά η διηλεκτρική μετατόπιση \vec{D} . Η GVADE μέθοδος εφαρμόζεται για κάθε ηλεκτρικό πεδίο με 2 ή 3 συνιστώσες. Για λόγους απλότητας, παρακάτω παρουσιάζεται η περίπτωση ηλεκτρομαγνητικού πεδίου ομοιογενούς χωρικά κατά z , ($\partial/\partial z = 0$) που αποτελείται από πεδιακές συνιστώσες E_x , E_y , H_z . Η περίπτωση 3 συνιστωσών ηλεκτρικού πεδίου εφαρμόζεται εντελώς ανάλογα. Το κυρίως βήμα του GVADE αλγορίθμου είναι η επίλυση της εξ. 7.1 (με την διηλεκτρική μετατόπιση \vec{D} να έχει αντικατασταθεί από την εξ. 7.3) ως προς \vec{E}^{n+1} σαν συνάρτηση των $\vec{H}^{n+1/2}$, $\vec{J}^{n+1/2}$, όπου ο άνω δείκτης καθορίζει το χρονικό βήμα. Για να συμβεί αυτό πρέπει επίσης να επιλυθούν οι εξισώσεις που ικανοποιούν τα ρεύματα πόλωσης στο πεδίο του χρόνου. Ειδικότερα πολλαπλασιάζοντας την εξ. 7.5 με $(1 + j\omega\tau_p)$, εφαρμόζοντας αντίστροφο μετασχηματισμό Fourier ώστε να γίνει μετάβαση στο πεδίο του χρόνου, παραγωγίζοντας ως προς τον χρόνο και αντικαθιστώντας, $\partial\vec{P}_{p,Debye}/\partial t = \vec{J}_{p,Debye}$, προκύπτει η διαφορική εξίσωση για το ρεύμα Debye του p πόλου:

$$\vec{J}_{p,Debye} + \tau_p \frac{\partial \vec{J}_{p,Debye}}{\partial t} = \epsilon_0 \Delta \epsilon_p \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (7.14)$$

Η εξ. 7.14 διακριτοποιείται αντικαθιστώντας,

$$\begin{aligned} \vec{J}_{p,Debye} &\rightarrow \frac{\vec{J}_{p,Debye}^{n+1} + \vec{J}_{p,Debye}^n}{2}, \\ \partial \vec{J}_{p,Debye} / \partial t &\rightarrow \frac{\vec{J}_{p,Debye}^{n+1} - \vec{J}_{p,Debye}^n}{\Delta t}, \\ \partial \vec{E} / \partial t &\rightarrow \frac{\vec{E}^{n+1} - \vec{E}^n}{\Delta t}, \end{aligned} \quad (7.15)$$

και επιλύοντας ως προς $\vec{J}_{p,Debye}^{n+1}$ προκύπτει η εξίσωση της χρονικής ανανέωσης του $\vec{J}_{p,Debye}$:

$$\vec{J}_{p,Debye}^{n+1} = \vec{J}_{p,Debye}^n \left(\frac{2\tau_p - \Delta t}{2\tau_p + \Delta t} \right) + \frac{2\epsilon_0 \Delta \epsilon_p}{2\tau_p + \Delta t} (\vec{E}^{n+1} - \vec{E}^n). \quad (7.16)$$

Ορίζοντας $\vec{J}_{p,Debye}^{n+1/2} \equiv (\vec{J}_{p,Debye}^{n+1} + \vec{J}_{p,Debye}^n)/2$ και με χρήση της εξ. 7.16 προκύπτει η εξίσωση της χρονικής ανανέωσης του $\vec{J}_{p,Debye}^{n+1/2}$:

$$\vec{J}_{p,Debye}^{n+1/2} = \frac{1}{2} \left[\vec{J}_{p,Debye}^n \left(1 + \frac{2\tau_p - \Delta t}{2\tau_p + \Delta t} \right) + \frac{2\epsilon_0 \Delta \epsilon_p}{2\tau_p + \Delta t} (\vec{E}^{n+1} - \vec{E}^n) \right]. \quad (7.17)$$

Ξεκινώντας από την εξ. 7.7 και ακολουθώντας τα ίδια βήματα όπως στις εξισώσεις χρονικής ανανέωσης του $\vec{J}_{p,Debye}$, προκύπτουν οι εξισώσεις χρονικής ανανέωσης του

ρεύματος πόλωσης $\vec{J}_{p,Lorentz}$:

$$\vec{J}_{p,Lorentz}^{n+1} = \alpha_p \vec{J}_{p,Lorentz}^n + \xi_p \vec{J}_{p,Lorentz}^{n-1} + \gamma_p \left(\frac{\vec{E}^{n+1} - \vec{E}^{n-1}}{2\Delta t} \right), \quad (7.18)$$

$$\vec{J}_{p,Lorentz}^{n+1/2} = \frac{1}{2} \left[(1 + \alpha_p) \vec{J}_{p,Lorentz}^n + \xi_p \vec{J}_{p,Lorentz}^{n-1} + \gamma_p \left(\frac{\vec{E}^{n+1} - \vec{E}^{n-1}}{2\Delta t} \right) \right] \quad (7.19)$$

$$\alpha_p = \frac{2 - \omega_p(\Delta t)^2}{1 + \delta_p \Delta t},$$

$$\xi_p = \frac{\delta_p \Delta t - 1}{\delta_p \Delta t + 1},$$

$$\gamma_p = \frac{\epsilon_0 \Delta \epsilon_p \omega_p^2 (\Delta t)^2}{\delta_p \Delta t + 1}.$$

Παραγωγίζοντας χρονικά την εξ. 7.12 και εφαρμόζοντας διακριτοποίηση όπως παραπάνω, προκύπτει η διακριτή εξίσωση για την χρονική ανανέωση του ρεύματος Kerr:

$$\vec{J}_{Kerr}^{n+1/2} = \frac{\alpha \epsilon_0 \chi_0^{(3)}}{\Delta t} \{ |\vec{E}^{n+1}|^2 \vec{E}^{n+1} - |\vec{E}^n|^2 \vec{E}^n \} \quad (7.20)$$

Η εξαγωγή της διακριτής εξίσωσης χρονικής ανανέωσης του ρεύματος πόλωσης Raman, χρειάζεται ιδιαίτερη μεταχείριση, λόγω του όρου συνέλιξης, $\chi_{Raman}^{(3)}(t) * |\vec{E}(t)|^2$ στην εξ. 7.13. Για την αντιμετώπιση αυτού του προβλήματος εισάγεται βοηθητική μεταβλητή $S(t)$:

$$S(t) \equiv \chi_{Raman}^{(3)}(t) * |\vec{E}(t)|^2, \quad (7.21)$$

και με μετασχηματισμό Fourier \mathcal{F} :

$$S(\omega) = \chi_{Raman}^{(3)}(\omega) \cdot \mathcal{F}\{|\vec{E}(t)|^2\}. \quad (7.22)$$

Επίσης εφαρμόζοντας μετασχηματισμό Fourier στην $\chi_{Raman}^{(3)}(t) = (1 - \alpha)g_{Raman}(t)$, όπου $g_{Raman}(t)$ δίνεται από την εξ. 7.11, προκύπτει:

$$\chi_{Raman}^{(3)}(\omega) = \frac{(1 - \alpha)\chi_0^{(3)}\omega_{Raman}^2}{\omega_{Raman}^2 + 2j\omega\delta_{Raman} - \omega^2}, \quad (7.23)$$

$$\omega_{Raman} \equiv \sqrt{\frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1^2 \tau_2^2}}, \quad \delta_{Raman} \equiv \frac{1}{\tau_2}.$$

Εισάγοντας την εξ. 7.23, στην εξ. 7.22, και πολλαπλασιάζοντας με τον παρονομαστή της εξ. 7.23, και με αντίστροφο μετασχηματισμό Fourier, προκύπτει στο πεδίο του χρόνου η βοηθητική διαφορική εξίσωση (auxiliary differential equation), για την

βοηθητική μεταβλητή $S(t)$:

$$\omega_{Raman}^2 S + 2\delta_{Raman} \frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial^2 S}{\partial t^2} = (1 - \alpha)\chi_0^{(3)}\omega_{Raman}^2 |\vec{E}|^2. \quad (7.24)$$

Η εξ. 7.24 διακριτοποιείται με κεντρικές διαφορές δευτέρας τάξης και προκύπτει:

$$\begin{aligned} S^{n+1} &= \left[\frac{2 - \omega_{Raman}^2 (\Delta t)^2}{\delta_{Raman} \Delta t + 1} \right] S^n + \left[\frac{\delta_{Raman} \Delta t - 1}{\delta_{Raman} \Delta t + 1} \right] S^{n-1} \\ &+ \left[\frac{(1 - \alpha)\chi_0^{(3)}\omega_{Raman}^2 (\Delta t)^2}{\delta_{Raman} \Delta t + 1} \right] |\vec{E}^n|^2. \end{aligned} \quad (7.25)$$

Τελικά με χρήση της εξ. 7.21 στην εξ. 7.13 και χρονική παραγωγή προκύπτει ότι $\vec{J}_{Raman}(t) = \epsilon_0 \partial(\vec{E}S(t))/\partial t$, η οποία διακριτοποιείται με κεντρικές διαφορές και δίνει:

$$\vec{J}_{Raman}^{n+1/2} = \frac{\epsilon_0}{\Delta t} (\vec{E}^{n+1} S^{n+1} - \vec{E}^n S^n), \quad (7.26)$$

όπου S^{n+1} παρέχεται από την εξ. 7.25. Εφόσον οι χρονικές ανανεώσεις των ρευμάτων πόλωσης έχουν προσδιοριστεί, η εξ. 7.1 μπορεί να λυθεί. Ειδικότερα η εξ. 7.1, όπου D εκφράζεται με την εξ. 7.3, την χρονική στιγμή $n + 1/2$ είναι:

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon_0}{\Delta t} (\vec{E}^{n+1} - \vec{E}^n) &+ \sum_{p=1}^M \vec{J}_{p,Debye}^{n+1/2} + \sum_{p=1}^N \vec{J}_{p,Lorentz}^{n+1/2} + \vec{J}_{Kerr}^{n+1/2} + \vec{J}_{Raman}^{n+1/2} = \\ &= \hat{x} \left(\frac{1}{k_y} \frac{\partial}{\partial y} H_z - \frac{1}{k_z} \frac{\partial}{\partial z} H_y + \psi_{D_{x,y}} - \psi_{D_{x,z}} \right) \Big|^{n+1/2} \\ &+ \hat{y} \left(\frac{1}{k_z} \frac{\partial}{\partial z} H_x - \frac{1}{k_x} \frac{\partial}{\partial x} H_z + \psi_{D_{y,z}} - \psi_{D_{y,x}} \right) \Big|^{n+1/2} \\ &+ \hat{z} \left(\frac{1}{k_x} \frac{\partial}{\partial x} H_y - \frac{1}{k_y} \frac{\partial}{\partial y} H_x + \psi_{D_{z,x}} - \psi_{D_{z,y}} \right) \Big|^{n+1/2} \end{aligned} \quad (7.27)$$

Επειδή \vec{E} είναι διανυσματική ποσότητα, η επίλυση της εξ. 7.27 απαιτεί την επίλυση μη γραμμικού συστήματος αλγεβρικών εξισώσεων. Αυτό επιλύεται με χρήση της μεθόδου Newton [89], όπου επαναληπτικά βρίσκονται τα μηδενικά συνάρτησης f , με f η διαφορά του δεξιού από το αριστερό μέρος της εξ. 7.27. Για τις συνιστώσες πεδίου που εξετάζονται εδώ, $\{E_x, E_y, H_z\}$, η εξ. 7.27 επιλύεται για E_x^{n+1} , E_y^{n+1} , με αντικατάσταση των ρευμάτων πόλωσης την χρονική στιγμή $n + 1/2$ της εξ. 7.27, από τις εξισώσεις, 7.17,

7.19, 7.20, 7.26. Ορίζεται το άνωσμα $[X, Y]^T$:

$$\begin{aligned}
 \begin{bmatrix} X \\ Y \end{bmatrix} &= \frac{\epsilon_0}{\Delta t} (\vec{E}^{n+1} - \vec{E}^n) + \frac{1}{2} \sum_{p=1}^M \left[\vec{J}_{p,Debye}^n \left(1 + \frac{2\tau_p - \Delta t}{2\tau_p + \Delta t} \right) + \frac{2\epsilon_0 \Delta \epsilon_p}{\tau_p + \Delta t} (\vec{E}^{n+1} - \vec{E}^n) \right] \\
 &+ \frac{1}{2} \sum_{p=1}^N \left[(1 + \alpha_p) \vec{J}_{p,Lorentz}^n + \xi_p \vec{J}_{p,Lorentz}^{n-1} + \gamma_p \left(\frac{\vec{E}^{n+1} - \vec{E}^{n-1}}{2\Delta t} \right) \right] \\
 &+ \frac{\alpha \epsilon_0 \chi_0^{(3)}}{\Delta t} \{ |\vec{E}^{n+1}|^2 \vec{E}^{n+1} - |\vec{E}^n|^2 \vec{E}^n \} + \frac{\epsilon_0}{\Delta t} (\vec{E}^{n+1} S^{n+1} - \vec{E}^n S^n) \\
 &- \hat{x} \left(\frac{1}{k_y} \frac{\partial}{\partial y} H_z - \frac{1}{k_z} \frac{\partial}{\partial z} H_y + \psi_{D_{x,y}} - \psi_{D_{x,z}} \right) \Big|^{n+1/2} \\
 &- \hat{y} \left(\frac{1}{k_z} \frac{\partial}{\partial z} H_x - \frac{1}{k_x} \frac{\partial}{\partial x} H_z + \psi_{D_{y,z}} - \psi_{D_{y,x}} \right) \Big|^{n+1/2} \tag{7.28}
 \end{aligned}$$

το οποίο κατά την εφαρμογή, της μεθόδου Newton τείνει στο μηδέν ($\max\{|X|, |Y|\} < \epsilon$, ϵ δοσμένος μικρός αριθμός). Επιπλέον ορίζονται οι G_x^g, G_y^g , ως τις g -οστές προσεγγίσεις για τα ζητούμενα πεδία E_x^{n+1}, E_y^{n+1} αντίστοιχα. Η $g+1$ προσέγγιση σχετίζεται με την g σύμφωνα με την:

$$\begin{bmatrix} G_x^{g+1} \\ G_y^{g+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_x^g \\ G_y^g \end{bmatrix} - \left(\mathbf{J}^{-1} \begin{bmatrix} X \\ Y \end{bmatrix} \right) \Big|_g, \tag{7.29}$$

όπου \mathbf{J} είναι ο πίνακας της Ιακωβιανής, $\partial(X, Y)/\partial(G_x, G_y)$, με στοιχεία:

$$\begin{aligned}
 J_{1,1} &= \frac{\epsilon_0}{\Delta t} + \left(\sum_{p=1}^M \frac{2\epsilon_0 \Delta \epsilon_p}{2\tau_p + \Delta t} \right) + \frac{1}{4\Delta t} \left(\sum_{p=1}^N \gamma_p \right) \\
 &+ \frac{\epsilon_0}{\Delta t} \left[\alpha \chi_0^{(3)} (3G_x^2 + G_y^2) + S^{n+1} \right], \tag{7.30}
 \end{aligned}$$

$$J_{1,2} = J_{2,1} = \frac{2\epsilon_0}{\Delta t} \alpha \chi_0^{(3)} G_x G_y, \tag{7.31}$$

$$\begin{aligned}
 J_{2,2} &= \frac{\epsilon_0}{\Delta t} + \left(\sum_{p=1}^M \frac{2\epsilon_0 \Delta \epsilon_p}{2\tau_p + \Delta t} \right) + \frac{1}{4\Delta t} \left(\sum_{p=1}^N \gamma_p \right) \\
 &+ \frac{\epsilon_0}{\Delta t} \left[\alpha \chi_0^{(3)} (3G_y^2 + G_x^2) + S^{n+1} \right], \tag{7.32}
 \end{aligned}$$

όπου $|_g$ στην εξ. 7.29 συμβολίζει ότι γίνεται υπολογισμός με τιμές από την g προσέγγιση. Η χρονική ανανέωση της εξ. 7.2 προκύπτει άμεσα, αφού η 7.2 δεν περιέχει μη γραμμικούς όρους. Έτσι η χρονική ανανέωση της H_z συνιστώσας πεδίου είναι (όμοια και για τις άλλες συνιστώσες):

$$H_z^{n+3/2} = H_z^{n+1/2} - \frac{\Delta t}{\mu} \left(\frac{1}{k_x} \frac{\partial}{\partial x} E_y - \frac{1}{k_y} \frac{\partial}{\partial y} E_x + \psi_{H_{z,x}} - \psi_{H_{z,y}} \right) \Big|^{n+1}, \tag{7.33}$$

όπου οι $E_x|^{n+1}$, $E_y|^{n+1}$ συνιστώσες παρέχονται από την λύση της εξ. 7.28. Τα CPML ρεύματα στις εξ. 7.28 και 7.33 ανανεώνονται χρονικά ακριβώς όμοια όπως στις εξ. 2.9, 2.10, που έχουν παρουσιαστεί παραπάνω. Δηλαδή ενδεικτικά για την χρονική ανανέωση της $\psi_{D_{x,y}}$ στην εξ. 7.28, θα είναι:

$$\Psi_{D_{x,y}}|_{i,j}^{n+1} = b_{y_j} \Psi_{D_{x,y}}|_{i,j}^n + c_{y_j} \left. \frac{\partial H_z^{n+1/2}}{\partial y} \right|_{i,j}. \quad (7.34)$$

Η TF-SF τεχνική εφαρμόζεται στις εξ. 7.28, 7.33. Δηλαδή η εξ. 7.28, επιλύεται και προσδιορίζονται τα πεδία E_x^{n+1} , E_y^{n+1} , τα οποία ύστερα διορθώνονται προσθέτοντας όρους του προσπίπτοντος μαγνητικού πεδίου σύμφωνα με την χωρική μετατόπιση των ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων, παρόμοια με την εξ. 2.18, και ώστε στην εξ. 7.28 και τα δύο μέλη της να έχουν όρους είτε σχεδαζόμενου είτε ολικού πεδίου. Η εξ. 7.33 επιλύεται και προσδιορίζεται το πεδίο $H_z^{n+1/2}$, και ύστερα με όμοιο τρόπο προστίθενται οι διορθώσεις προσπίπτοντος ηλεκτρικού πεδίου.

7.2 Παραδείγματα και εφαρμογές μη γραμμικής FDTD

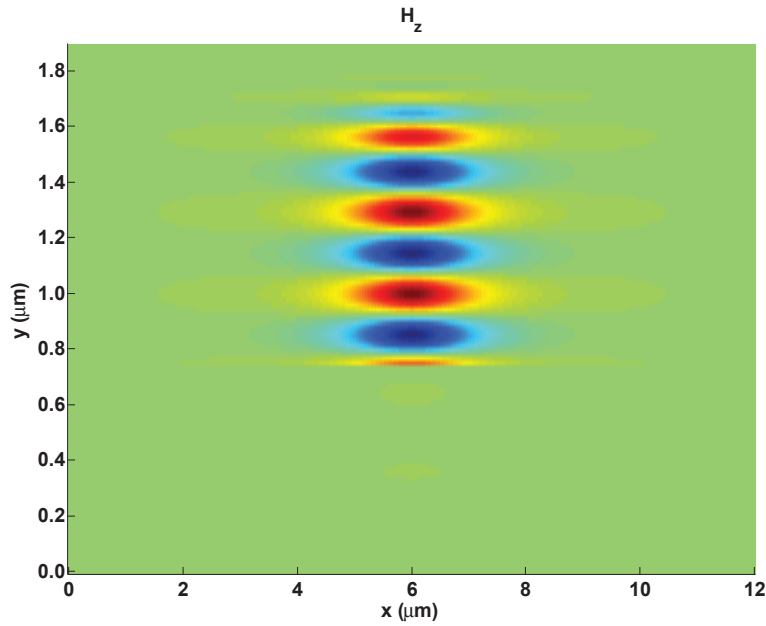
Στο Σχ. 7.1 παρουσιάζεται η TF-SF τεχνική για τον GVADE αλγόριθμο. Εδώ μοντελοποιείται η διάδοση κατά τον y άξονα σολιτονίου με συνιστώσες $\{E_x, E_y, H_z\}$. Η γραμμική διασπορά είναι τύπου Lorentz, με παραμέτρους (εξ. 7.6, 7.7), $M = 3$, $\delta_p = 0$, $p = 1, 2, 3$, $\omega_1 = 2.7537 \times 10^{16} \text{rad/s}$, $\omega_2 = 1.6205 \times 10^{16} \text{rad/s}$, $\omega_3 = 1.90342 \times 10^{16} \text{rad/s}$, $\Delta\epsilon_1 = 0.69617$ και $\Delta\epsilon_2 = 0.40794$, $\Delta\epsilon_3 = 0.89748$. Η σχετική ισχύς των πολώσεων Raman, και Kerr δίνεται από την παράμετρο $\alpha = 0.7$. Η ηλεκτρική επιδεκτικότητα τρίτης τάξης είναι $\chi_0^{(3)} = 1.89 \times 10^{-22} \text{m}^2/\text{V}^2$ και η πόλωση Raman έχει παραμέτρους $\tau_1 = 12.2 \text{fs}$, $\tau_2 = 32 \text{fs}$. Χωρικό σολιτόνιο εισάγεται στο πλέγμα, διεγείροντας το μαγνητικό πεδίο με πηγή:

$$H_z(x, y = \text{const.}, t) = H_0 \sin(\omega_c t) / \cosh(x/w), \quad (7.35)$$

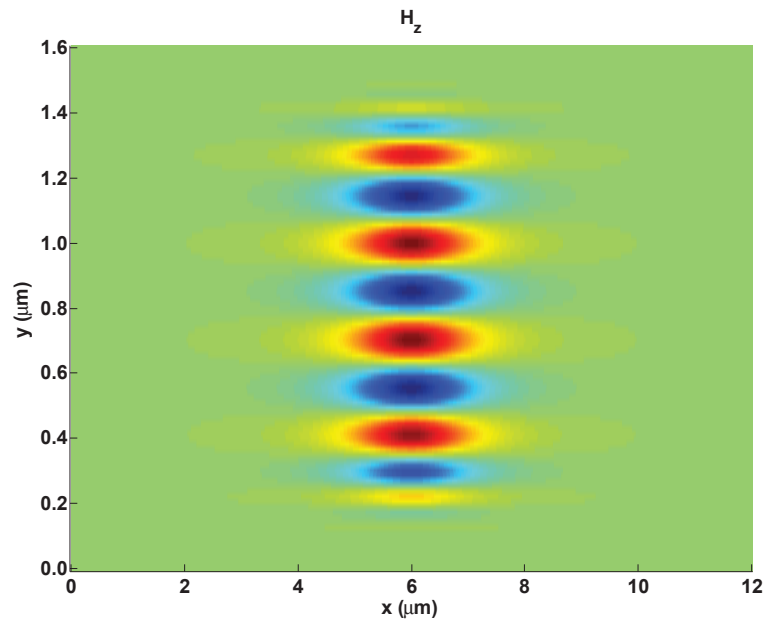
όπου $H_0 = 4.77 \times 10^7 \text{A/m}$, $\omega_c = 4.35 \times 10^{15} \text{rad/s}$, ($\lambda_0 = 0.433 \mu\text{m}$), $w = 0.667 \mu\text{m}$ και έχει επιλεγεί $\Delta x = \Delta y = 8 \text{nm}$, $\Delta t = 3.34 \times 10^{-18} \text{sec}$. (που αντιστοιχεί στο 1/4 του μέγιστου χρονικού βήματος που επιτρέπει το κριτήριο¹ ευστάθειας Courant για την FDTD χωρίς μη γραμμικότητες. Το σολιτόνιο διαδίδεται προς την $(y+)$ διεύθυνση, όπου είναι η περιοχή ολικού πεδίου, ενώ στην περιοχή σχεδαζόμενου πεδίου (εφόσον δεν υπάρχει σχεδαστής στο πλέγμα) δεν υπάρχει σχεδαζόμενο πεδίο. Εάν το χωρικό σολιτόνιο εισαγόταν χωρίς την TF-SF τεχνική, θα υπήρχε διάδοση και προς την $(y-)$ διεύθυνση (όλος ο χώρος θα ήταν χώρος ολικού πεδίου, γεγονός που είναι φαίνεται στο Σχ. 7.2. Επιπλέον τονίζεται ότι και στο δύο σχήματα 7.1 και 7.2 το πλέγμα

¹σε μη γραμμικά προβλήματα το Δt επιλέγεται εμπειρικά, διότι δεν υπάρχει αυστηρό κριτήριο ευστάθειας

οριοθετείται με CPML, και έτσι η ένταση του πεδίου μειώνεται καθώς το σολιτόνιο πλησιάζει τα όρια του πλέγματος κατά τον y -άξονα. Στο Σχ. 7.3 παρουσιάζεται



Σχήμα 7.1: Τεχνική TF-SF και GVADE αλγόριθμος.

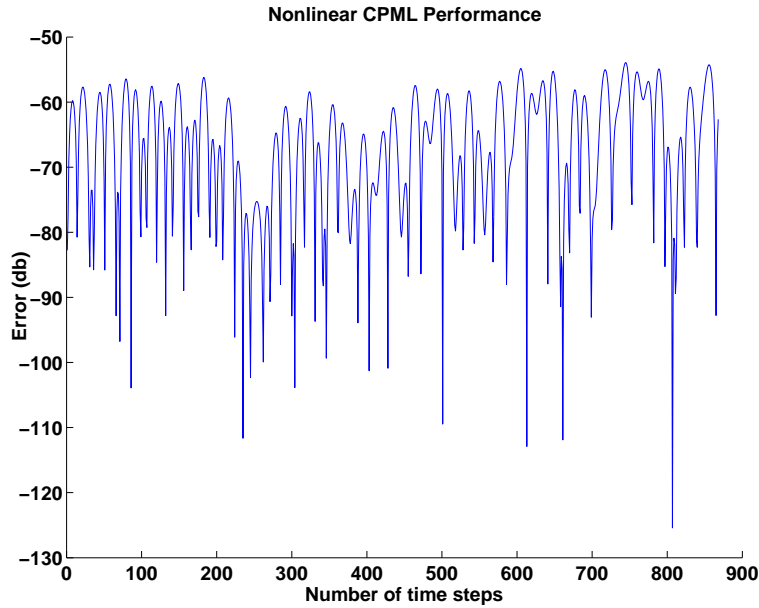


Σχήμα 7.2: Εισαγωγή διέγερσης (χωρικό σολιτόνιο) στον GVADE αλγόριθμο, χωρίς την TFSF τεχνική.

η απόδοση του CPML σαν συνάρτηση του χρόνου. Ορίζεται το σφάλμα (error) του CPML, σαν την απόλυτη διαφορά του πεδίου $f(x, y, t)$ σε κόμβους πλέγματος του τερματίζεται με CPML μείον το πεδίο $f_{ref}(x, y, t)$ σε ακριβώς τους ίδιους κόμβους σε πλέγμα αναφοράς (που είναι αρκετά μεγάλο ώστε το πεδίο να μην έχει φτάσει στα όρια του και να έχει ανακλαστεί) σαν συνάρτηση του χρόνου. Δηλαδή:

$$\text{Error}(t) = |f(x, y, t) - f_{ref}(x, y, t)| / |f_{ref}(x, y, t)|. \quad (7.36)$$

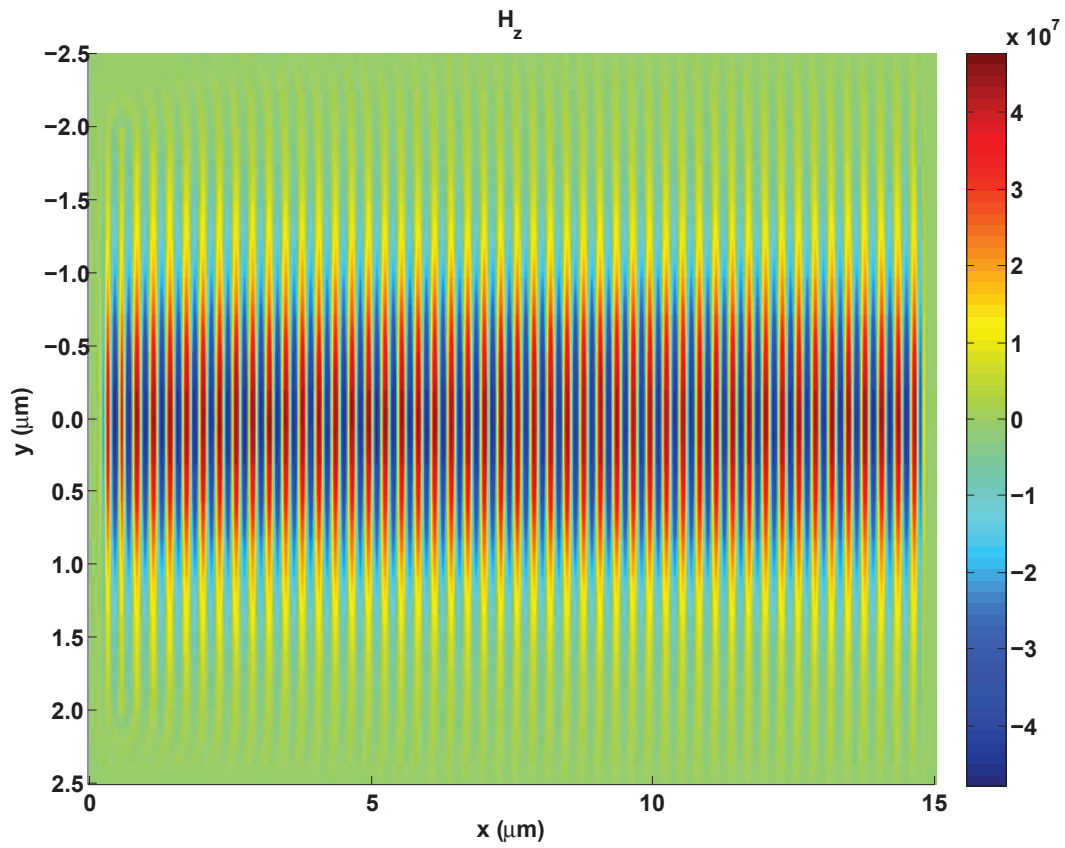
Από το Σχ. 7.3 φαίνεται ότι η απόδοση του CPML κυμαίνεται κατά μέσο όρο μεταξύ



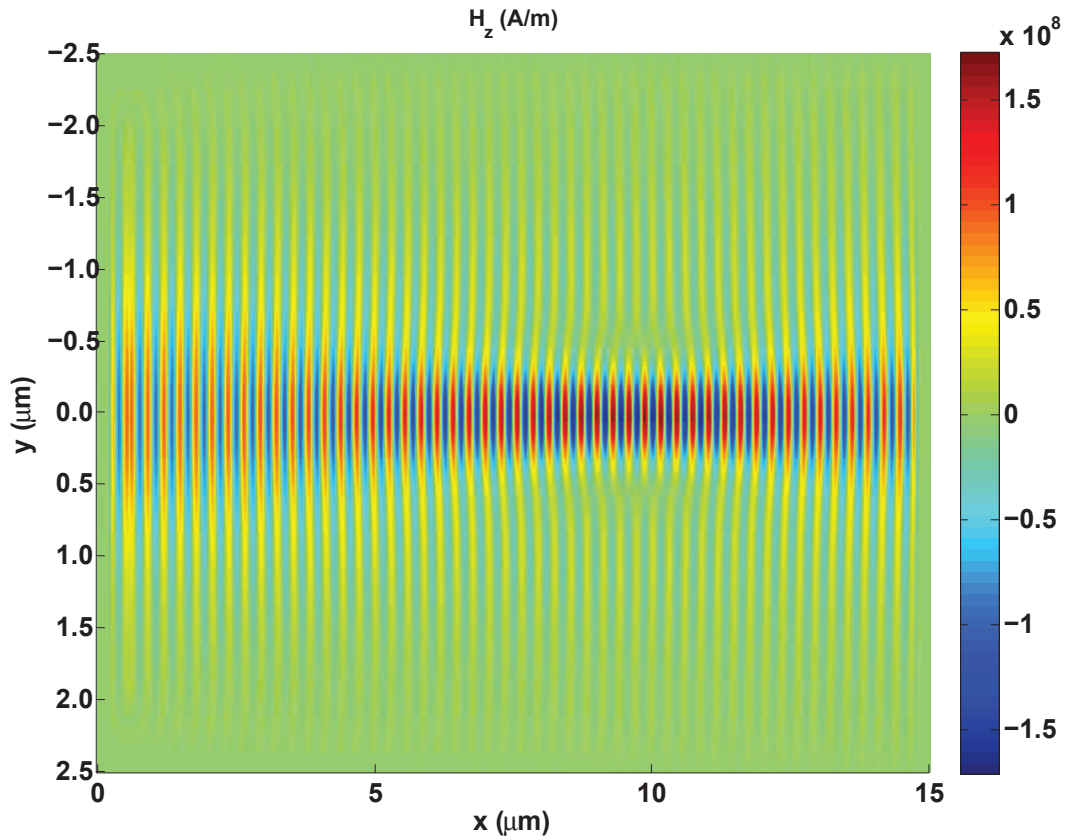
Σχήμα 7.3: Απόδοση CPML με μη γραμμικότητα, υλοποίηση με τον GVADE αλγόριθμο.

50 – 60db, τιμή σε λογικά πλαίσια για μη γραμμικά προβλήματα [27]. Χρησιμοποιήθηκε CPML πάχους 40 κελιών, και με τυπικές παραμέτρους για γραμμικά προβλήματα ($m = 4$, $R(0) = \exp(-16)$, $K_{max} = 10$, $a_{max} = 0.24$, $m_a = 3$). Η βελτιστοποίηση της απόδοσης του CPML για μη γραμμικά υλικά είναι υπό διερεύνηση. Στο Σχ. 7.4 φαίνεται η ευσταθής διάδοση χωρικού σολιτονίου σε μέσο με τα ίδια χαρακτηριστικά όπως στα Σχ. 7.1, 7.2. Για πλάτος σολιτονίου $H_0 = 4.77 \times 10^7 A/m$ η περίθλαση εξισορροπείται από την μη γραμμικότητα με αποτέλεσμα την ευσταθή διάδοση του σολιτονίου. Όμως στο Σχ. 7.5, όπου το πλάτος σολιτονίου διπλασιάζεται ($H_0 = 9.54 \times 10^7 A/m$), η μη γραμμικότητα υπερσχύει της περίθλασης και παρουσιάζεται περιοδική συμπίκνωση και αραιώση του σολιτονίου [93] φαινόμενο αναμενόμενο από την NLS (Non linear Schrodinger) εξίσωση που προβλέπει την εμφάνιση σολιτονίου ανώτερης τάξης (higher-order soliton) όταν το πλάτος του σολιτονίου είναι πολλαπλάσιο του πλάτους του θεμελιώδους σολιτονίου fundamental soliton (Κεφ. 22 [94]). Έτσι η υλοποίηση του GVADE αλγόριθμου συμφωνεί με τα αποτελέσματα της NLS στο όριο της παραξιακή προσέγγισης. Όμως ο GVADE επιλύει τις εξ. Maxwell χωρίς προσεγγίσεις, άρα παρέχει την δυνατότητα μελέτης δομών πέρα από τα όρια της παραξιακή προσέγγισης, δηλαδή σε περιοχές όπου η περιβάλλουσα του οπτικού παλμού μεταβάλλεται πολύ αργά σε σχέση με το μήκος κύματος $\lambda = \lambda_0/n$, όπου n είναι ο γραμμικός δείκτης διάθλασης. Αυτή η συνθήκη μεταφράζεται σε (Κεφ. 21 [94], σελ. 898), $\lambda \ll w$, όπου w (στη εξ. 7.35) το χωρικό εύρος του σολιτονίου.

Ένα ενδιαφέρον πρόβλημα είναι η μελέτη της διάδοσης σολιτονικών λύσεων σε μη γραμμικές διατάξεις κυματοδηγησης με χρήση της μη γραμμικής FDTD που έχει παρουσιαστεί παραπάνω. Έχουν βρεθεί ευσταθείς αναλυτικές λύσεις (δηλαδή λύσεις με χωρική εξάρτηση $e^{i\beta y}$ για διάδοση κατά τον y -άξονα) για μη γραμμικό μοντέλο Kronig-Penney [57] η γεωμετρία του οποίου φαίνεται στο Σχ. 7.6 το οποίο περιέχει περιοδική δομή κατά x περιόδου T και αποτελείται από γραμμική περιοχή μήκους L και μη γραμμική περιοχή μήκους NL . Η γραμμική περιοχή έχει δείκτη διάθλασης

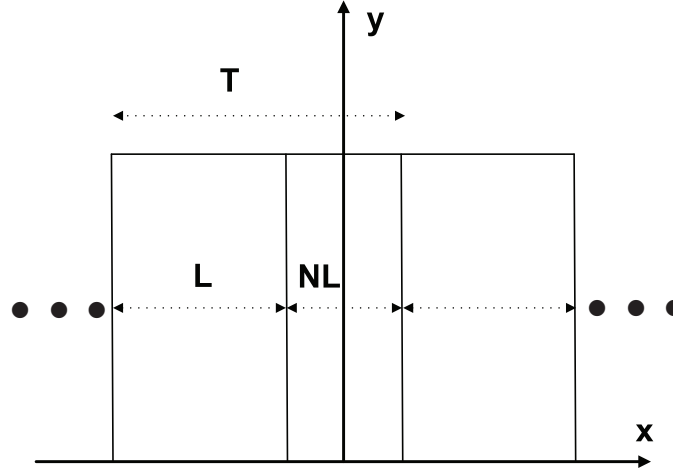


Σχήμα 7.4: Προσομοίωση GVADE με CPML, TFSS. H_z πεδίο, χωρικού σολιτονίου με $\{E_x, E_y, H_z\}$ συνιστώσες, σε υλικό με γραμμική διασπορά Lorentz, μη-γραμμικότητα Kerr, μη γραμμικότητα Raman. Ενσταθής διάδοση.



Σχήμα 7.5: Προσομοίωση GVADE με CPML, TFSS. H_z πεδίο, χωρικού σολιτονίου με $\{E_x, E_y, H_z\}$ συνιστώσες, σε υλικό με γραμμική διασπορά Lorentz, μη-γραμμικότητα Kerr και μη γραμμικότητα Raman. Διάδοση με περιοδική συμπύκνωση-αραίωση.

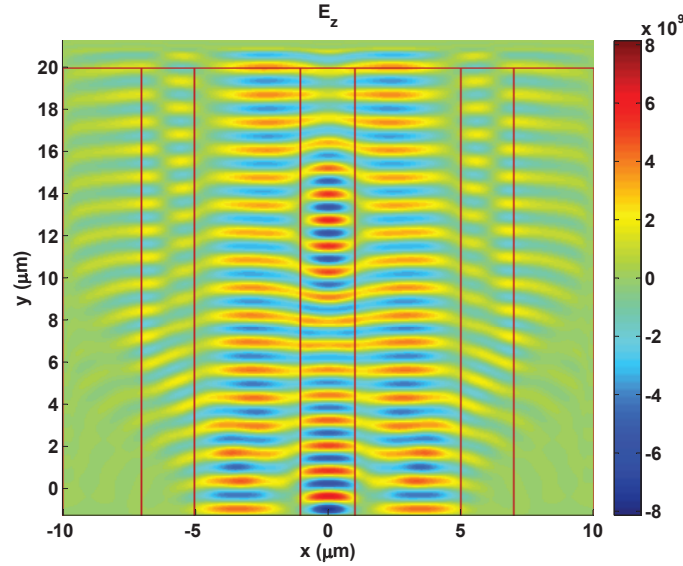
$n_{L,0}$ (χωρίς διασπορά) και η μη γραμμική περιοχή έχει μη γραμμικότητα τύπου Kerr, με γραμμικό δείκτη διάθλασης $n_{NL,0}$ και μη γραμμικό δείκτη διάθλασης n_2 . Η εξ-



Σχήμα 7.6: Γεωμετρία γραμμικού μοντέλου Kronig-Penney με περίοδο $T = L + NL$ όπου L , NL το μήκος γραμμικής, μη-γραμμικής περιοχής αντίστοιχα.

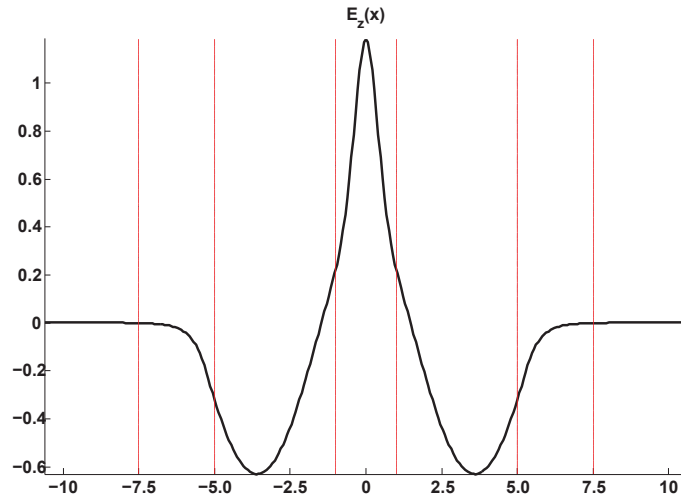
αγωγή των λύσεων έχει βασιστεί στην NLS και η διάδοση τους κατά τον y άξονα (Σχ. 7.6) έγινε με την μέθοδο split-step Fourier [2]. Και οι δύο αυτές τεχνικές ισχύουν κάτω από την παραδοχή της paraxial προσέγγισης [2]. Η μη γραμμική FDTD που παρουσιάστηκε μπορεί να μελετήσει την διάδοση αυτών των λύσεων (επιλύοντας ως προς τα πεδία $E_z(x, y)$, $H_x(x, y)$, $H_y(x, y)$) χωρίς παραδοχές (paraxial), και μπορεί παρόμοια να χρησιμοποιηθεί για την μελέτη σολιτονικών λύσεων σε διαφορετικού τύπου [58], [59] μη γραμμικές διατάξεις κυματοδηγησης. Σύμφωνα με τον Kivshar ([53] σελ. 392), για τις παραπάνω μη-γραμμικές διατάξεις κυματοδηγησης, η paraxial προσέγγιση παύει να ισχύει, εάν το μήκος (κατά τον y -άξονα στο Σχ. 7.6) στο οποίο η κυματοδηγούμενη δέσμη μεταβάλλει το σχήμα της δεν είναι αισθητά μεγαλύτερο από το πλάτος της κατά την διαμήκη διάσταση της (δηλαδή κατά τον x -άξονα στο Σχ. 7.6). Αυτό συμβαίνει όταν ο γραμμικός δείκτης διάθλασης γραμμικής-μη γραμμικής περιοχής μεταβάλλεται αισθητά, διότι τότε η σταθερά διάδοσης κατά- y είναι αρκετά μεγάλη [57] ώστε να μην ισχύει η paraxial προσέγγιση. Στο Σχ. 7.7, παρουσιάζεται το ηλεκτρικό πεδίο E_z σε μη-γραμμική διάταξη γεωμετρίας Kronig-Penney με περίοδο $T = L + NL$ όπου $L = 4\mu m$, $NL = 2\mu m$ το μήκος γραμμικής, μη-γραμμικής περιοχής αντίστοιχα. Ο υπολογισμός έγινε με χρήση της μη-γραμμικής FDTD. Η μη-γραμμική περιοχή έχει γραμμικό δείκτη διάθλασης $n_{L,NL} = 2.46$ και μη γραμμικότητα Kerr με μη γραμμικό δείκτη διάθλασης $n_2 = 1.25 \times 10^{-18} m^2/W$, που αντιστοιχούν σε υλικό Type-RN Corning glass, ενώ η γραμμική περιοχή έχει αρκετά υψηλότερο δείκτη διάθλασης, $n_{L,0} = 4$ και έτσι δεν ισχύει η paraxial προσέγγιση. Το μήκος κύματος της δέσμης είναι $\lambda_0 = 1.3\mu m$, το πλάτος της E_z πηγής είναι $6.87 \times 10^9 V/m$, και η εγκάρσια συναρτησιακή μορφή της πηγής $E_z(x)$ (Σχ. 7.8) είναι η αναλυτική λύση που περιγράφεται στις αναφ. [58], [59]:

$$E_z(x, \beta, x_0) = \begin{cases} \pm \sqrt{\beta - n_{NL,0}} \operatorname{sech}(\sqrt{\beta - n_{NL,0}}(x - x_0)) & x \in NL \\ a_k \sin(\sqrt{n_{L,0} - \beta}x + \phi_k) & x \in L, \end{cases} \quad (7.37)$$



Σχήμα 7.7: Ηλεκτρικό πεδίο E_z μη γραμμικής-FDTD σε μη-γραμμική διάταξη γεωμετρίας Kronig-Penney με περίοδο $T = L + NL$ όπου $L = 4\mu m$, $NL = 2\mu m$ το μήκος γραμμικής, μη-γραμμικής περιοχής αντίστοιχα. Ο γραμμικός δείκτης διάθλασης της γραμμικής και μη γραμμικής περιοχής είναι $n_{L,0} = 4$, $n_{NL,0} = 2.46$ αντίστοιχα (non-paraxial όριο).

όπου x_0 είναι η θέση μεγίστου της αναλυτικής λύσης ($x_0 = 0$ στο Σχ. 7.7), και οι



Σχήμα 7.8: Αναλυτική λύση $E_z(x)$ εγκάρσιου προφίλ ρυθμού σε μη-γραμμική διάταξη κυματοδότησης (διάδοσή κατά y) γεωμετρίας Kronig-Penney με περίοδο $T = L + NL$ όπου $L = 4\mu m$, $NL = 2\mu m$ το μήκος γραμμικής, μη-γραμμικής περιοχής αντίστοιχα.

συντελεστές a_k , ϕ_k προσδιορίζονται από την συνέχεια της αναλυτικής λύσης και της πρώτης παραγώγου της στο k -στο σύνορο γραμμικής-μη γραμμικής περιοχής, και η οποία ικανοποιείται, [58], [59], για διακριτές τιμές της σταθεράς διάδοσης β :

$$\beta = \beta_n = n_{L,0} - \left(\frac{N\pi}{L} \right)^2, \quad N = 1, 2, \dots \quad (7.38)$$

Στις παραπάνω εξ. 7.37, 7.38 το μήκος είναι αδιάστατη ποσότητα σύμφωνα με την κανονικοποίηση μονάδων της NLS [2]. Στο Σχ. 7.7 παρατηρείται ότι αν και οι λύσεις

έχουν κατασκευαστεί για ευσταθής διάδοση ($e^{i\beta y}$) παρόλα αυτά υπάρχει ακτινοβολία προς τα άκρα του πλέγματος και τελικά στο σύστημα διαδίδεται διαφορετικός από τον προβλεπόμενο παλμό. Γεγονός που ενδέχεται να συμβεί καθώς η συγκεκριμένη δομή δεν μπορεί να περιγραφεί ακριβώς υπό την paraxial προσέγγιση και γιατί διότι ακόμα και σε αυτήν την περίπτωση φαινόμενα αστάθειας μπορούν να παρουσιαστούν [58], [59] κατά την διάδοση του παλμού λόγω της χαοτικής συμπεριφοράς που μπορεί να επιφέρει η μη γραμμικότητα του συστήματος. Το ότι η συγκεκριμένη δομή είναι στο non-paraxial όριο είναι εμφανές στο Σχ. 7.7, όπου η δέσμη κατά τον άξονα y μεταβάλλεται με χωρική περίοδο περίπου $10\mu m$ που είναι μήκος συγκρίσιμο με την χωρική μεταβολή της δέσμης κατά x , γεγονός που φανερώνει ότι το σύστημα είναι στην non-paraxial περιοχή. Πάντως σε δομές όπου η paraxial προσέγγιση δεν ισχύει, η διάδοση πρέπει να περιγραφεί με επίλυση των εξισώσεων Maxwell και όχι με μεθόδους όπως η split-step Fourier που εφαρμόζονται σε δομές όπου ικανοποιείται η paraxial προσέγγιση, όπως στις αναφορές [58], [59]. Επίσης ένα επιπλέον σημείο μελλοντικής διερεύνησης είναι η ευαισθησία της διάδοσης των αναλυτικών λύσεων, 7.37, στα αριθμητικά σφάλματα της μη-γραμμικής FDTD.

Παράρτημα Α΄

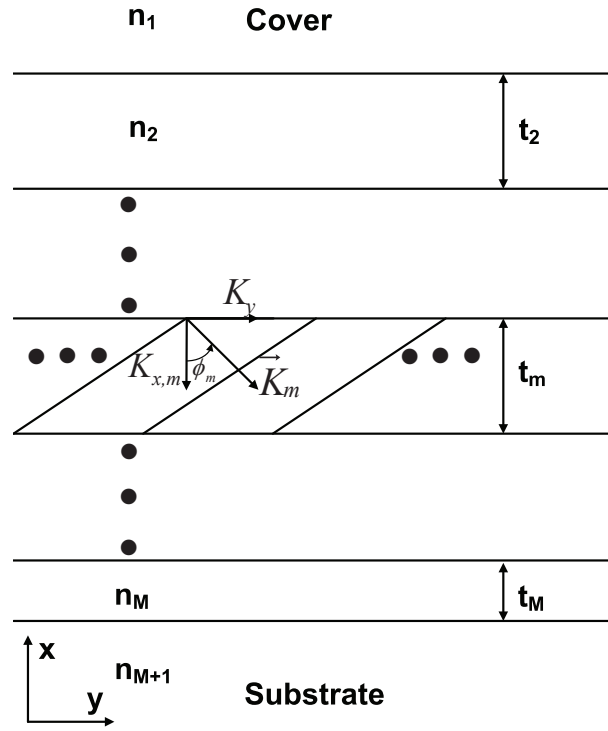
Υπολογισμός απόδοσης σύζευξης και κατευθυντικότητας με χρήση της RCWA/LM μέθοδου

Σ' αυτό το παράρτημα παρουσιάζεται ο υπολογισμός της απόδοσης σύζευξης και η κατευθυντικότητα για ολογραφικούς συζεύκτες εξόδου (VHGC), για TE και TM πόλωση, με βάση την RCWA/LM μέθοδο. Όμοια υπολογίζεται η απόδοση σύζευξης για συζεύκτες εξόδου επιφανειακής διαμόρφωσης.

Η γεωμετρία των VHGC φαίνεται στα Σχ. 4.2a, 5.2a και είναι οι συζεύκτες που αναλύονται στα Κεφ. 4, 5 αντίστοιχα. Στο Σχ. 4.2a το ολογραφικό φράγμα είναι στην περιοχή film του κυματοδηγού ενώ στο Σχ. 5.2a το φράγμα είναι στο στρώμα ακριβώς δίπλα από το film. Οι κυματοδηγούμενοι ρυθμοί που υποστηρίζονται από τους συζεύκτες είναι συνήθως ρυθμοί διαρροής leaky modes που ακτινοβολούν ισχύ μακριά από την δομή. Αυτή η ακτινοβολία είναι ο μηχανισμός σύζευξης προς τα έξω του φωτός από τον κυματοδηγό. Η δομή του Σχ.5.2a μπορεί να σχεδιαστεί να υποστηρίζει διάφορους ρυθμούς διαρροής με μόνο έναν να είναι περιορισμένος στην περιοχή του κυματοδηγού, ενώ η δομή στο Σχ. 5.2a μπορεί να σχεδιαστεί να υποστηρίζει μόνο τον βασικό ρυθμό διαρροής στο μήκος κύματος σχεδιασμού λ_0 . Μαθηματικά η ακτινοβολία μπορεί να αναπαρασταθεί με μιγαδική σταθερά διάδοσης για κάθε ρυθμό διαρροής. Η μιγαδική σταθερά διάδοσης είναι $\tilde{\beta} = \beta - j\alpha$, όπου β , α είναι πραγματικοί αριθμοί, και υπολογίζονται από την RCWA [75]. Στην παρακάτω ανάλυση το m -οστό στρώμα (Σχ Α΄.1) της δομής (εκτός του cover και του substrate) θεωρείται ολογραφικό φράγμα με άνυσμα περίθλασης $\vec{K} = K_x\hat{x} + K_y\hat{y}$. Το περιθλαστικό άνυσμα ορίζει την περίοδο και την γωνία κλίσης του περιθλαστικού φράγματος. Τα ομογενή στρώματα μπορούν να θεωρηθούν σαν ειδικές περιπτώσεις ολογραφικού φράγματος με μηδενική μεταβολή, $\vec{K} = 0$. Τα πεδία σε κάθε περιοχή έχουν την μορφή

$$\vec{U}_m = \hat{z}U_m(x, y) \exp(-j\tilde{\beta}y), \quad (\text{A}' .1)$$

όπου \vec{U} αναπαριστά το \vec{E} , \vec{H} πεδίο για την TE, TM πόλωση αντίστοιχα. Για το m -οστό



Σχήμα Α'.1: Διάγραμμα για την ανάλυση δομής περιθλαστικού συζεύκτη με τυχαίο αριθμό στρωμάτων και φράγματα

στρώμα του κυματοδηγού¹ (Σχ. Α'.1),

$$U_m(x, y) = \sum_i S_{m,i}(x) e^{-j\vec{\sigma}_{m,i} \cdot \vec{r}}, \quad m = 2, \dots, M + 1 \quad (\text{A'.2})$$

όπου $\vec{\sigma}_{m,i} = \tilde{k}_{y,i}\hat{y} - iK_{m,x}\hat{x}$, με $\tilde{k}_{y,i} = \tilde{\beta} - iK_y$, και

$$S_{m,i}(x) = \sum_j C_j^m w_{i,j}^m \exp(\lambda_j^m x), \quad (\text{A'.3})$$

όπου $w_{i,j}^m$ και λ_j^m είναι τα ιδιοδιανύσματα και ιδιοτιμές των πεδίων στο m -οστό στρώμα και C_j^m είναι οι αντίστοιχοι συντελεστές και όλα υπολογίζονται με την RCWA μέθοδο [75]. Για την περιοχή του cover

$$\vec{U}_1 = \hat{z} \sum_i R_i \exp(-j\vec{k}_{1,i} \cdot \vec{r}), \quad (\text{A'.4})$$

όπου R_i είναι τα πλάτη των τάξεων περίθλασης στην περιοχή του cover και τα κυματοδιανύσματα ορίζονται ως

$$\vec{k}_{1,i} = \tilde{k}_{1,xi}\hat{x} + \tilde{k}_{y,i}\hat{y} \quad (\text{A'.5})$$

όπου

$$\tilde{k}_{1,xi} = (k_0^2 n_1^2 - \tilde{k}_{y,i}^2)^{1/2} \quad (\text{A'.6})$$

¹οι Εξ. Α'.1, Α'.2, αποτελούν την μονοδιάστατη έκφραση του θεωρήματος Bloch

εάν $\text{Re}\{k_{1,xi}\} - \text{Im}\{k_{1,xi}\} < 0$ ή

$$\tilde{k}_{1,xi} = -(k_0^2 n_1^2 - \tilde{k}_{y,i}^2)^{1/2} \quad (\text{A'.7})$$

εάν $\text{Re}\{k_{1,xi}\} - \text{Im}\{k_{1,xi}\} > 0$ [97].

Για το substrate στρώμα ($M + 1$ στρώμα στο $\Sigma\chi$. A'.1)

$$\vec{U}_{M+1} = \hat{z} \sum_i T_i \exp[-j\vec{k}_{M+1,i} \cdot (\vec{r} - d\hat{x})], \quad (\text{A'.8})$$

όπου $d = \sum_m t_m$ με t_m το πάχος του m -οστού στρώματος, και T_i είναι τα πλάτη των περιθλαστικών τάξεων στην περιοχή του substrate στρώματος. Τα κυματοδιανύσματα ορίζονται ως

$$\vec{k}_{M+1,i} = \tilde{k}_{M+1,xi}\hat{x} + \tilde{k}_{y,i}\hat{y} \quad (\text{A'.9})$$

όπου

$$\tilde{k}_{M+1,xi} = (k_0^2 n_{M+1}^2 - \tilde{k}_{y,i}^2)^{1/2} \quad (\text{A'.10})$$

εάν $\text{Re}\{k_{M+1,xi}\} - \text{Im}\{k_{M+1,xi}\} < 0$ ή

$$\tilde{k}_{1,xi} = -(k_0^2 n_{M+1}^2 - \tilde{k}_{y,i}^2)^{1/2} \quad (\text{A'.11})$$

εάν $\text{Re}\{k_{M+1,xi}\} - \text{Im}\{k_{M+1,xi}\} > 0$ [97].

Με εφαρμογή των συνοριακών συνθηκών στα διάφορα στρώματα το πρόβλημα εκφράζεται σε μορφή εξίσωσης πινάκων της μορφής $\mathbf{M}(\tilde{\beta})\mathbf{V} = 0$, όπου \mathbf{M} είναι ένας $2MN \times 2MN$ πίνακας με N ο αριθμός περιθλαστικών τάξεων που χρησιμοποιούνται στην ανάλυση και $\mathbf{V} = [\mathbf{RC}_1 \dots \mathbf{C}_{M-1} \mathbf{T}]^T$. $\mathbf{R} = [R_{-P}, \dots, R_P]$ και $\mathbf{T} = [T_{-P}, \dots, T_P]$ είναι διανύσματα μεγέθους N , όπου $P = (N-1)/2$. Αυτά τα διανύσματα αντιστοιχούν στα μιγαδικά πλάτη των επίπεδων κυμάτων περίθλασης στις περιοχές cover και substrate αντίστοιχα, ενώ τα \mathbf{C}_m διανύσματα μεγέθους $2N$ αντιστοιχούν στους συντελεστές των πεδίων στα εσωτερικά στρώματα της δομής. Για μία μη τετριμμένη λύση του παραπάνω συστήματος πρέπει να είναι $\det[\mathbf{M}(\tilde{\beta})] = 0$, όπου \det η ορίζουσα, και έτσι προσδιορίζεται η σταθερά διάδοσης $\tilde{\beta}$.

Το παραπάνω είναι ένα αριθμητικά ευαίσθητο πρόβλημα διότι μπορεί να υπάρχουν πολλές λύσεις $\tilde{\beta}$ που αντιστοιχούν σε διάφορους φυσικούς ή μη ρυθμούς. Συνήθως εφαρμόζονται τεχνικές βελτιστοποίησης όπως η sequential quadratic programming για προσέγγιση της λύσεις και είναι επιτυχής εάν γίνει μία καλή αρχική προσέγγιση της λύσης. Συνήθως σαν αρχική εκτίμηση της λύσης επιλέγεται η πραγματική σταθερά διάδοσης για όλα τα στρώματα υποθέτοντας μηδενική μεταβολή του περιθλαστικού διανύσματος $\vec{K} = 0$, δηλαδή απουσία περιθλαστικού φράγματος.

Εφόσον η $\tilde{\beta}$ έχει προσδιοριστεί, χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της κατανομής ισχύος της ακτινοβολίας που περιθλάται έξω από τον συζεύκτη. Επειδή $\det[\mathbf{M}(\tilde{\beta})] = 0$, οι συνιστώσες του διανύσματος προσδιορίζονται μόνο σαν συνάρτηση μίας σταθεράς που χωρίς να επηρεάζεται το τελικό αποτέλεσμα υποθέτουμε ότι είναι $R_1 = 1$. Έτσι οι R_i , T_i τιμές είναι ανάλογες της R_1 . Με χρήση της $\mathbf{M}(\tilde{\beta})\mathbf{V} = 0$, και απαλοιφή της R_1 μεταβλητής και μίας εξίσωσης από το σύστημα, και χρησιμοποιώντας $\tilde{\beta}$ σαν

λύση του μειωμένου συστήματος, μπορούν να βρεθούν οι σχετικές τιμές όλων των R_i , T_i συντελεστών. Αυτοί οι συντελεστές ύστερα χρησιμοποιούνται για να υπολογιστεί η σχετική κατανομή ισχύος μεταξύ των όρων περίθλασης. Σχετικές τιμές για κάθε διάγραμμα Poynting (PV) υπολογίζονται σύμφωνα με την

$$PV_{cover,i} = |R_i|^2 \text{Re}\{-K_{1,xi}\} \quad (\text{A'.12})$$

για ανακλώμενη τάξη περίθλασης i στο cover, και

$$PV_{subst.,i} = |T_i|^2 \text{Re}\{K_{M+1,xi}\}p \quad (\text{A'.13})$$

για διαδιδόμενη τάξη περίθλασης στο substrate, όπου $p = 1$, $p = n_1^2/n_{M+1}^2$ για TE, TM πόλωση αντίστοιχα. Επίσης οι σχετικές τιμές των μη διαδιδόμενων τάξεων ($|\text{Re}\{k_{y,i}\}| > k_0 n_1$ για το cover και $|\text{Re}\{k_{y,i}\}| > k_0 n_{M+1}$ για το substrate) θέτονται μηδέν. Τέλος οι σχετική ισχύς της κάθε τάξης που υπολογίστηκε κανονικοποιείται ως προς το άθροισμα τους. Το ποσοστό της ισχύς εξόδου προς την επιθυμητή τάξη περίθλασης ορίζεται ως λόγος κατευθυντικότητας και συμβολίζεται $\eta_{l,i}$ όπου $l = c, s$, για το cover, substrate αντίστοιχα και i είναι η τάξη περίθλασης. Δηλαδή

$$\eta_{l,i} = \frac{PV_{l,i}}{\sum_i PV_{cover,i} + \sum_i PV_{subst,i}}. \quad (\text{A'.14})$$

Η απόδοση σύζευξης ($CE_{l,i}$), που ορίζεται σαν το ποσοστό της κυματοδηγούμενης ισχύος P_0 στην αρχή του συζεύκτη που περιθλάται στην επιθυμητή τάξη μετά από μήκος διάδοσης L , μπορεί να υπολογιστεί εάν η σταθερά διάδοσης β και η κατανομή ισχύος $\eta_{l,i}$ είναι γνωστή, και δίνεται από[75]

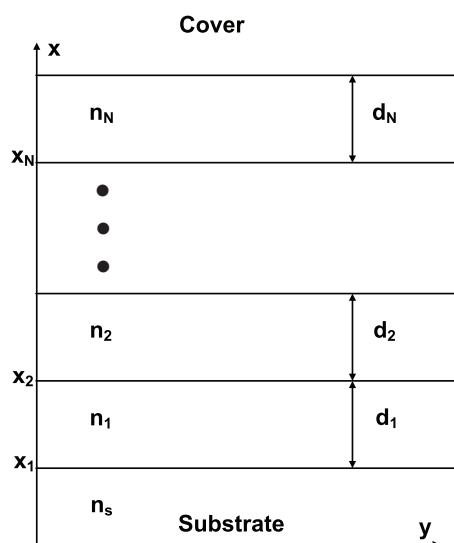
$$CE_{l,i} = \eta_{l,i}[1 - \exp(-2\alpha L)]. \quad (\text{A'.15})$$

Παράρτημα Β΄

Μέθοδος Πίνακα Μεταφοράς (Transfer Matrix Method)

Η μέθοδος transfer matrix είναι ένας φορμαλισμός επίλυσης του πολυστρωματικού προβλήματος. Η μέθοδος παρουσιάζεται για TE πόλωση, αλλά η επέκταση σε TM πόλωση γίνεται εύκολα. Ακολουθείται ο φορμαλισμός του Kogelnik [54].

Η πολυστρωματική μη μαγνητική δομή κυματοδότησης φαίνεται στο Σχ. Β΄.1. Ο



Σχήμα Β΄.1: Γεωμετρία Πολυστρωματικού Κυματοδηγού

δείκτης διάθλασης, n_i , του i -στου στρώματος μπορεί γενικά να είναι μιγαδικός ($n_i = \tilde{n}_i - j\tilde{k}_i$ όπου \tilde{k}_i είναι ο συντελεστής απόσβεσης του i -στου στρώματος και $i = 1, \dots, r$, με r ο αριθμός των στρωμάτων. Για TE πόλωση και διάδοση κατά $+y$ διεύθυνση, στο i -στο στρώμα, ($x_i \leq x \leq x_{i+1}$), το ηλεκτρικό πεδίο είναι, $\vec{E}_i = \hat{z}E_{zi}(x) \exp(j\omega t - j\gamma z)$, και το μαγνητικό πεδίο στο ίδιο στρώμα είναι, $\vec{H}_i = [\hat{x}H_{xi}(x) + \hat{y}H_{yi}(x)] \exp(j\omega t - j\gamma z)$, όπου \hat{x} , \hat{y} , \hat{z} , είναι τα μοναδιαία ανύσματα κατά τις x , y , z , διευθύνσεις αντίστοιχα, ω είναι η γωνιακή συχνότητα, και $\gamma = \beta - j\alpha$ είναι η μιγαδική σταθερά διάδοσης, με β , α η φάση και σταθερά απόσβεσης αντίστοιχα. Οι πεδιακές συνιστώσες παράλληλες στα σύνορα του i -στου στρώματος με σχετική επιτρεπτότητα $\epsilon_i = n_i^2$, ικανοποιούν τις

εξισώσεις Maxwell $\nabla \times \vec{\mathcal{E}}_i = -j\omega\mu_0\vec{\mathcal{H}}_i$ και $\nabla \times \vec{\mathcal{H}}_i = j\omega\epsilon_0\epsilon_i\vec{\mathcal{E}}_i$ ως:

$$\frac{d}{dx} \begin{pmatrix} E_{zi}(x) \\ \omega\mu_0 H_{yi}(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & j \\ j\kappa_i^2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{zi}(x) \\ \omega\mu_0 H_{yi}(x) \end{pmatrix} \quad (\text{B'.1})$$

όπου ϵ_0 είναι η επιτρεπτότητα του ελεύθερου χώρου, $\kappa_i = \pm\sqrt{k_0^2 n_i^2 - \gamma^2}$, $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda_0$, c είναι η ταχύτητα στο κενό, και λ_0 είναι το μήκος κύματος στο κενό. Τα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία στο i -στο στρώμα είναι λύσεις της εξ. Β'.1, και μπορούν να γραφτούν ως:

$$\begin{aligned} E_{zi}(x) &= A_i \exp[j\kappa_i(x - x_i)] + B_i \exp[-j\kappa_i(x - x_i)], \\ \omega\mu_0 H_{yi}(x) &= A_i \kappa_i \exp[j\kappa_i(x - x_i)] - B_i \kappa_i \exp[-j\kappa_i(x - x_i)] \end{aligned} \quad (\text{B'.2})$$

όπου x_i ορίζει το σύνορο μεταξύ του i -στου και $i+1$ -στου στρώματος. Οι εξισώσεις Β'.2, δηλώνουν ότι κάθε πρόσημο τετραγωνικής ρίζας του κ_i είναι αποδεκτή. Χρησιμοποιώντας τις λύσεις των παραπάνω εξισώσεων, τα εφαπτομενικά πεδία στο κάτω μέρος του i -στου στρώματος, ($x = x_i$), μπορεί να εκφραστεί σαν συνάρτηση των πεδίων μέσα σ' αυτό το στρώμα σύμφωνα με την:

$$\begin{pmatrix} E_{z,i}(x_i) \\ \omega\mu_0 H_{y,i}(x_i) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos[\kappa_i(x - x_i)] & \frac{-j}{\kappa_i} \sin[\kappa_i(x - x_i)] \\ -j\kappa_i \sin[\kappa_i(x - x_i)] & \cos[\kappa_i(x - x_i)] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{z,i}(x) \\ \omega\mu_0 H_{y,i}(x) \end{pmatrix}. \quad (\text{B'.3})$$

Με χρήση της συνέχειας των εφαπτομενικών πεδίων στην επιφάνεια κάθε στρώματος στην πολυστρωματική διάταξη, τα πεδία στο πάνω μέρος του substrate στρώματος, $E_{z,S}$, $H_{y,S}$, και στο κάτω μέρος του cover στρώματος $E_{z,C}$, $H_{y,C}$, σχετίζονται με το παρακάτω γινόμενο πινάκων:

$$\begin{pmatrix} E_{z,S} \\ \omega\mu_0 H_{y,S} \end{pmatrix} = M_1 M_2 \dots M_r \begin{pmatrix} E_{z,C} \\ \omega\mu_0 H_{y,C} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{1,1} & m_{1,2} \\ m_{2,1} & m_{2,2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{z,C} \\ \omega\mu_0 H_{y,C} \end{pmatrix} \quad (\text{B'.4})$$

όπου:

$$M_i = \begin{pmatrix} \cos(\kappa_i d_i) & \frac{-j}{\kappa_i} \sin(\kappa_i d_i) \\ -j\kappa_i \sin(\kappa_i d_i) & \cos(\kappa_i d_i) \end{pmatrix} \text{ for } i = 1, 2, \dots, r, \quad (\text{B'.5})$$

είναι οι πίνακες μεταφοράς για όλα τα r στρώματα με πάχος d_i . Για οδεύοντες ρυθμούς, τα εφαπτομενικά πεδία στις επιφάνειες πρέπει να φθίνουν εκθετικά έχοντας την μορφή:

$$\begin{aligned} E_{z,C}(x) &= A_C \exp[-\gamma_C(x - x_{r+1})] \quad x > x_{r+1} \\ \omega\mu_0 H_{y,C}(x) &= -j\gamma_C A_C \exp[-\gamma_C(x - x_{r+1})] \quad x > x_{r+1} \\ E_{z,S}(x) &= B_S \exp(\gamma_S x) \quad x < 0 \\ \omega\mu_0 H_{y,S}(x) &= j\gamma_S B_S \exp(\gamma_S x) \quad x < 0 \end{aligned} \quad (\text{B'.6})$$

όπου $\gamma_S = \pm\sqrt{\gamma_S^2 - k_0^2 n_S^2}$, $\gamma_C = \pm\sqrt{\gamma_C^2 - k_0^2 n_C^2}$, και τα πρόσημα επιλέγονται ώστε $\text{Re}[\gamma_S] > 0$, $\text{Re}[\gamma_C] > 0$, n_S , n_C είναι οι μιγαδικοί δείκτες διάθλασης στο substrate και

cover αντίστοιχα. Η εξίσωση B'.6 σε συνδυασμό με την B'.4 παράγουν την:

$$F(\gamma) = j(\gamma_S m_{1,1} + \gamma_C m_{2,2}) - m_{2,1} + \gamma_S \gamma_C m_{1,2} = 0, \quad (\text{B'.7})$$

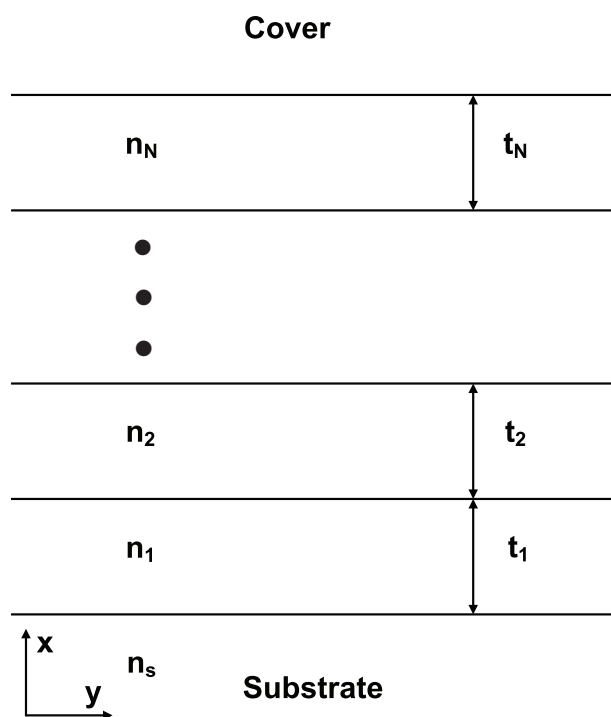
τα μηδενικά της οποίας παρέχουν τις μιγαδικές σταθερές διάδοσης γ .

Η ίδια διαδικασία μπορεί εύκολα να εφαρμοστεί και για TM πόλωση [54]. Τότε οι πίνακες μεταφοράς M_i στην εξ. B'.5 έχουν την ίδια μορφή με μόνη διαφορά ότι οι όροι κ_i αντικαθίσταται από $-\kappa_i/n_i^2$ στους συντελεστές ημιτόνων, και στην εξ. B'.7 οι όροι γ_S, γ_C , πρέπει να αντικατασταθούν από τους $-\gamma_S/n_S^2$ και $-\gamma_C/n_C^2$.

Παράρτημα Γ'

Ανάλυση ρυθμών για υπολογισμό ισχύος σε ρυθμούς κυματοδότησης

Ο πολυστρωματικός κυματοδηγός, Σχ. Γ',.1, αποτελείται από N στρώματα πεπερασμένου πάχους, ανάμεσα σε δύο ημιάπειρα μέσα substrate και cover, με δείκτη διάθλασης n_s, n_c , αντίστοιχα. Το πάχος και ο δείκτης διάθλασης του i -στου στρώματος είναι t_i ,



Σχήμα Γ'.1: Πολυστρωματικός κυματοδηγός αποτελούμενος από N στρώματα, πάχους t_i , και δείκτη διάθλασης n_i , $i = 1, 2, \dots, N$, τα οποία βρίσκονται μεταξύ δύο ημιάπειρων μέσων (substrate, cover, με δείκτη διάθλασης n_s, n_c , αντίστοιχα)

και n_i αντίστοιχα. Ο κυματοδηγός είναι άπειρος κατά τις y, z , διευθύνσεις ενώ είναι

πεπερασμένος κατά την x διεύθυνση.

Για να υπολογιστεί η ισχύς των κυματοδηγούμενων ρυθμών που υποστηρίζονται από τον κυματοδηγό, εφαρμόζεται η ανάλυση ρυθμών. Κατ'άρχην, για την περίπτωση της TE πόλωσης, (ηλεκτρικό πεδίο κατά την z διεύθυνση), σύμφωνα με την ανάλυση ρυθμών, οποιαδήποτε κατανομή πεδίου $\mathcal{E}_z(x)$, κατά μήκος του x -άξονα, μπορεί να αναλυθεί ως προς τους κυματοδηγούμενους ρυθμούς και τους ρυθμούς ακτινοβολίας σύμφωνα με την:

$$\mathcal{E}_z(x) = \sum_m \alpha_m \mathcal{E}_{m,z}(x) + \int_{\beta} q(\beta) \mathcal{E}_z(x, \beta) d\beta, \quad (\Gamma'.1)$$

όπου $\mathcal{E}_{z,m}(x)$ και $\mathcal{E}_z(x, \beta)$ είναι το προφίλ του πεδίου του TE_m κυματοδηγούμενου ρυθμού και του ρυθμού ακτινοβολίας αντίστοιχα, με α_m και $q(\beta)$ άγνωστοι συντελεστές. Έτσι το ηλεκτρικό πεδίο του κυματοδηγού $E_z(x)$ μπορεί να εκφραστεί ως:

$$E_z(x) = \sum_m \alpha_m \mathcal{E}_{m,z}(x) \exp(-j\beta_m y) + \int_{\beta} q(\beta) \mathcal{E}_z(x, \beta) \exp(-j\beta y) d\beta, \quad (\Gamma'.2)$$

όπου β_m, β , είναι οι σταθερές διάδοσης του m -στου κυματοδηγούμενου ρυθμού και του ρυθμού ακτινοβολίας αντίστοιχα. Επιπλέον οι ρυθμοί του κυματοδηγού είναι ορθογώνιοι:

$$\langle \mathcal{E}_{m,z}(x), \mathcal{E}_{n,z}(x) \rangle = \frac{\beta_m}{2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_{m,z} \mathcal{E}_{n,z}^* dy = \mathcal{P}_{TE_m} \delta_{m,n}, \quad (\Gamma'.3)$$

όπου ω είναι η γωνιακή συχνότητα, μ_0 η μαγνητική διαπερατότητα του κενού, \mathcal{P}_{TE_m} η κανονικοποιημένη ισχύς του m -στου κυματοδηγούμενου ρυθμού για TE πόλωση και $\delta_{m,n}$ το σύμβολο Kronecker. Η σχέση ορθογωνιότητας ισχύει και για ρυθμούς ακτινοβολίας αλλά και μεταξύ ρυθμών ακτινοβολίας και ρυθμών κυματοδότησης. Πολλαπλασιάζοντας με $\frac{\beta_n}{2\omega\mu_0} \mathcal{E}_{n,z}^*(x)$ και τα δύο μέλη της εξ. Γ'.1 και εφαρμόζοντας της συνθήκη ορθογωνιότητας (εξ. Γ'.3), προκύπτουν οι άγνωστοι συντελεστές α_m και $q(\beta)$:

$$\alpha_m = \frac{1}{\mathcal{P}_{TE_m}} \langle \mathcal{E}_z(x), \mathcal{E}_{m,z}(x) \rangle = \frac{\beta_m}{\mathcal{P}_{TE_m} 2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_z(x) \mathcal{E}_{m,z}^*(x) dx, \quad (\Gamma'.4)$$

$$q(\beta) = \frac{1}{\mathcal{P}_{TE_m}} \langle \mathcal{E}_z(x), \mathcal{E}_z(x, \beta) \rangle = \frac{\beta_m}{\mathcal{P}_{TE_m} 2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_z(x) \mathcal{E}_z^*(x, \beta) dx. \quad (\Gamma'.5)$$

Από τα παραπάνω (εξ. Γ'.2, Γ'.3) προκύπτει ότι η ισχύς $P_{TE} = \langle E_z(x), E_z(x) \rangle$ για την TE πόλωση είναι:

$$P_{TE} = \sum_m |\alpha_m|^2 \mathcal{P}_{TE_m} + \int_{\beta} |q(\beta)|^2 \mathcal{P}_{TE_{\beta}} d\beta. \quad (\Gamma'.6)$$

Δηλαδή οι καθοδηγούμενη ισχύς του TE_m ρυθμού, P_{TE_m} , καθορίζεται από:

$$P_{TE_m} = |\alpha_m|^2 \mathcal{P}_{TE_m}, \quad (\Gamma'.7)$$

όπου α_m υπολογίζεται από την εξ. Γ'.4. Παρόμοια, για την TM πόλωση, οι καθοδ-
ηγούμενη ισχύς του TM_m ρυθμού, P_{TM_m} , δίνεται από

$$P_{TM_m} = |b_m|^2 \mathcal{P}_{TM_m}, \quad (\Gamma'.8)$$

όπου

$$b_m = \frac{\beta_m}{\mathcal{P}_{TM_m} 2\omega} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\epsilon(x)} \mathcal{H}_z(x) \mathcal{H}_{m,z}^*(x) dx, \quad (\Gamma'.9)$$

$$\mathcal{P}_{TE_m} = \frac{\beta_m}{2\omega} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\epsilon(x)} |\mathcal{H}_{m,z}(x)|^2 dx. \quad (\Gamma'.10)$$

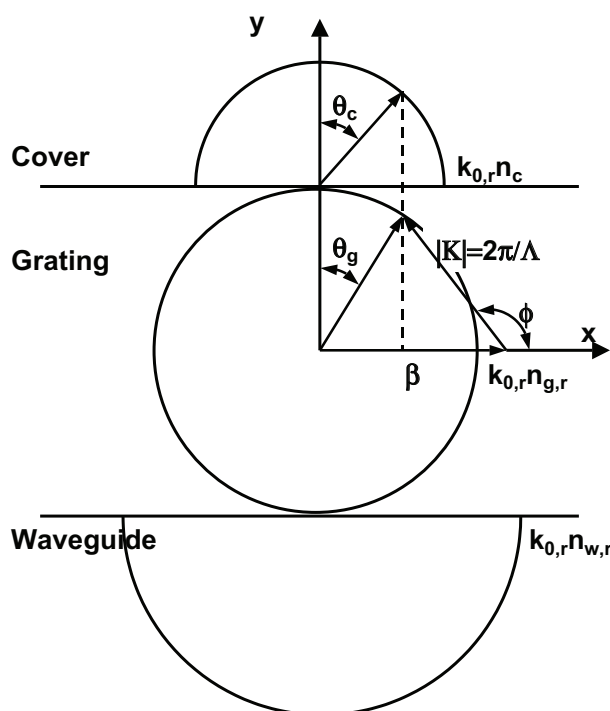
$\epsilon(x)$ είναι η επιτρεπτότητα, $\mathcal{H}_z(x)$ είναι το προφίλ του μαγνητικού πεδίο στον κυματοδ-
ηγό κατά την x -διεύθυνση, και $\mathcal{H}_{m,z}(x)$ είναι το προφίλ του TM_m ρυθμού.

□

Παράρτημα Δ'

Σχεδιασμός περιθλαστικού σύζευκτη

Για τον σχεδιασμό VHGC με σύζευξη του κυματοδηγούμενου ρυθμού προς το cover με προσχεδιασμένη γωνία εξόδου θ_c (Σχ. Δ'.1), εφαρμόζεται η συνθήκη προσαρμογής φάσης μεταξύ του προσπίπτοντος ρυθμού και του επιθυμητού περιθλαστικού κύματος. Το Σχ. Δ'.1 δείχνει το διάγραμμα κυματανυσμάτων για VHGC στην περιοχή του cover. Η σταθερά διάδοσης του ρυθμού απουσία του φράγματος είναι β .



Σχήμα Δ'.1: Διάγραμμα για τον σχεδιασμό VHGC με φράγμα στην περιοχή cover για γωνία εξόδου θ_c

Όπως φαίνεται στο Σχ.Δ'.1, η x συνιστώσα του περιθλαστικού διανύσματος K_x καθορίζεται με χρήση της προσαρμογής φάσης για να επιτευχθεί η επιθυμητή γωνία σύζευξης εξόδου θ_c , και η y συνιστώσα του περιθλαστικού διανύσματος K_y καθορίζεται

με χρήση της συνθήκης Bragg. Έτσι το περιθλαστικό διάνυσμα είναι

$$\vec{K} = K_x \hat{x} + K_y \hat{y} = (k_{0,r} n_c \sin \theta_c - \beta) \hat{x} + k_{0,r} n_{g,r} \cos \theta_g \hat{y}, \quad (\Delta'.1)$$

όπου $k_{0,r} = 2\pi/\lambda_{0,r}$ το μήκος κύματος στο κενό και θ_g η γωνία σύζευξης εξόδου στο στρώμα του φράγματος. Επιπλέον εφόσον $n_{g,r} \sin \theta_g = n_c \sin \theta_c$ η γωνία σχεδιασμού του φράγματος για την επιθυμητή γωνία εξόδου στο cover θ_c είναι

$$\phi = \tan^{-1} \frac{K_y}{K_x} = \tan^{-1} \frac{\sqrt{n_{g,r}^2 - n_c^2 \sin^2 \theta_c}}{n_c \sin \theta_c - n_{eff}}, \quad (\Delta'.2)$$

όπου $n_{eff}\beta/k_{0,r}$ είναι ο ενεργός δείκτης διάθλασης του κυματοδηγού. Επιπλέον σύμφωνα με το Σχ. Δ'.1, η περίοδος σχεδιασμού του φράγματος για την επιθυμητή γωνία εξόδου στο cover θ_c είναι

$$\Lambda = \frac{2\pi}{|\vec{K}|} = \frac{2\pi}{\beta - k_{0,r} n_c \sin \theta_c} \cos \phi. \quad (\Delta'.3)$$

Αν και οι εξ. Δ'.2, Δ'.3, δημιουργήθηκαν για VHGC στην περιοχή του cover μπορούν να εφαρμοστούν και εάν ο VHGC είναι στην περιοχή του film και για σύζευξη εξόδου αλλά και εξόδου. Παρόμοια παράγονται και οι εξισώσεις που καθορίζουν τις σχεδιαστικές παραμέτρους για συζεύκτες περιθλαστικών φραγμάτων επιφανειακής δι-αμόρφωσης, όπως φαίνεται και στην παρ. 5.3.1.

Βιβλιογραφία

- [1] Αλιφέρη, Ι.: *Μικροκυματική απεικόνιση αντικειμένων στο εσωτερικό δομών: διάστατη αριθμητική μοντελοποίηση και μελέτη επέκτασης στις τρεις διαστάσεις*. Διδακτορική διατριβή, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Σχολή Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών, Αθήνα, 2002.
- [2] Agrawal, G. P.: *Nonlinear Fiber Optics, 3rd ed.* Academic Press, San Diego, CA, 2001.
- [3] Agrawal, N., T. C. Strand, and P. May: *High directivity waveguide grating couplers for optical storage*. Conference on Lasers and Electro-Optics, 7:40, 1990.
- [4] Anderson, U.: *Time domain methods for the Maxwell equations*. PhD thesis, Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden, 2001.
- [5] Aoyagi, T., Y. Aoyagi, and S. Namba: *High-efficiency blazed grating couplers*. Appl. Phys. Lett., 29:303–304, 1976.
- [6] Avrutsky, I. A., A. S. Svakhin, and V. A. Sychugov: *An efficient grating coupler*. Zh. Tech. Fiz, 59:61–65, 1989.
- [7] Avrutsky, I. A., A. S. Svakhin, and V. A. Sychugov: *Interference phenomena in waveguides with two corrugated boundaries*. J. Mod. Opt., 36:1303–1320, 1989.
- [8] Avrutsky, I. A., A. S. Svakhin, V. A. Sychugov, and O. Parriaux: *High-efficiency single-order waveguide grating coupler*. Opt. Lett., 15:1446–1448, 1990.

- [9] Banerjee, S., J. B. Cole, and T. Yatagai: *Calculation of diffraction characteristics of subwavelength conducting gratings using a high accuracy nonstandard finite-difference time-domain method*. Optical Review, 12:274–280, 2005.
- [10] Bendickson, J. M., E. N. Glytsis, and T. K. Gaylord: *Guided-mode resonant subwavelength gratings: effects of finite beams and finite gratings*. J. Opt. Soc. Amer. A, 18:1912–1928, 2001.
- [11] Borsboone, P. P. and H. J. Frankena: *Field analysis of two-dimensional grating couplers*. J. Opt. Soc. Amer. A, 12:1142–1146, 1995.
- [12] Borsboone, P. P. and H. J. Frankena: *Field analysis of two-dimensional integrated optical gratings*. J. Opt. Soc. Amer. A, 12:1134–1141, 1995.
- [13] Boyd, R. W.: *Nonlinear Optics, 2nd ed.* Academic Press, San Diego, CA, 2003.
- [14] Brazas, J. C. and L. Li: *Analysis of input-grating couplers having finite lengths*. Appl. Opt., 34:3786–3792, 1995.
- [15] Brazas, J. C., 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.
- [16] Butler, J. K., W. E. Ferguson, G. A. Jr. Evans, P. J. Stabile, and A. Rosen: *A boundary element technique applied to the analysis of waveguides with periodic surface corrugations*. IEEE J. Quantum Electron., 28:1701–1709, 1992.
- [17] Cheben, P., D. X. Xu, S. Janz, and A. Densmore: *Subwavelength waveguide grating for mode conversion and light coupling in integrated optics*. Opt. Express, 14:4695–4702, 2006.
- [18] Chen, R. T., L. Lin, C. Choi, Y. J. Liu, B. Bihari, L. Wu, S. Tang, R. Wickman, B. Picor, M. K. Hibbs-Brenner, J. Bristow, and Y. S. Liu: *Volume grating preferential-order focusing waveguide coupler*. Proc. IEEE, 88:780–793, 2000.
- [19] Christ, M., B. Fornberg, and T. Driscoll: *Staggered time integrators for wave equations*. SIAM J. Numer. Anal., 38:718–741, 2000.

- [20] Dalgoutte, D. G. and C. D. W. Wilkinson: *Thin grating couplers for integrated optics: an experimental and theoretical study*. Appl. Opt., 14:2983–2998, 1975.
- [21] Dinesen, P. G. and J. S. Hesthaven: *Fast and accurate modeling of waveguide grating couplers*. J. Opt. Soc. Amer. A, 17:1565–1572, 2000.
- [22] Dinesen, P. G. and J. S. Hesthaven: *Fast and accurate modeling of waveguide grating couplers, ii. three-dimensional vectorial case*. J. Opt. Soc. Amer. A, 17:2876–2885, 2001.
- [23] Driemeier, W.: *Bragg-effect grating couplers integrated in multicomponent polymeric waveguides*. Opt. Lett., 15:725–727, 1990.
- [24] Driemeier, W.: *Coupled-wave analysis of the bragg effect waveguide coupler*. J. Mod. Opt., 38:363–377, 1991.
- [25] Driemeier, W. and A. Brockmeyer: *High-resolution photorefractive polymer for optical recording of waveguide gratings*. Appl. Opt., 25:2960–2966, 1986.
- [26] Eriksson, N., M. Hagberg, and A. Larsson: *Highly directional grating outcouplers with tailorable radiation characteristics*. IEEE J. Quantum Electron., 32:1038–1047, 1996.
- [27] Fujii, M. and P. Russer: *A nonlinear and dispersive apml abc for the fd-td methods*. IEEE Microwave and Wireless Components Letters, 12(11):444–446, 2002.
- [28] Gaylord, T. K. and M. G. Moharam: *Analysis and applications of optical diffraction by gratings*. Proc. IEEE, 73:894–937, 1985.
- [29] Gedney, S. D.: *An anisotropic perfectly matched layer absorbing medium for the truncation of fdtd lattices*. IEEE Trans. Antennas & Prop., 44:1630–1639, 1996.
- [30] Goorjian, P. M. and A. Taflove: *Direct time integration of Maxwell's equations in nonlinear dispersive media for propagation and scattering of femtosecond electromagnetic solitons*. Optics Letters, 17(3):180, 1992.

- [31] Goorjian, P. M., A. Taflove, R. M. Joseph, and S. C. Hagness: *Computational modeling of femtosecond optical solitons from Maxwell's equations*. IEEE journal of quantum electronics, 28(10):2416–2422, 1992.
- [32] Greene, J. H. and A. Taflove: *General vector auxiliary differential equation finite-difference time-domain method for nonlinear optics*. OPT EXPRESS, 15:8305–8310, 2006.
- [33] Greene, J. H. and A. Taflove: *Scattering of Spatial Optical Solitons by Sub-wavelength Air Holes*. IEEE Microw. Wirel. Co., 17:760–762, 2007.
- [34] Gupta, M. C. and L. Li: *Effect of beam defocus on the efficiency of planar waveguide grating couplers*. Appl. Opt., 30:4402–4405, 1990.
- [35] Gurel, L. and U. Oguz: *Signal-processing techniques to reduce the sinusoidal steady state error in the FDTD method*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 48:585–593, 2000.
- [36] Hagberg, M., N. Eriksson, and A. Larsson: *Investigation of high-efficiency surface emitting lasers with blazed grating outcouplers*. IEEE J. Quantum Electron., 32:1596–1605, 1996.
- [37] Harris J. H., Winn R. K. and Dalgoutte D. G.: *Theory and design of periodic couplers*. Appl. Opt., 11:2234–2241, 1972.
- [38] Hirayama, K., E. N. Glytsis, and T. K. Gaylord: *Rigorous electromagnetic analysis of diffraction by finite-number-of-periods-gratings*. J. Opt. Soc. Amer. A, 14:907–917, 1997.
- [39] Hirayama, K., E. N. Glytsis, T. K. Gaylord, and D. W. Wilson: *Rigorous electromagnetic analysis of diffractive cylindrical lenses*. J. Opt. Soc. Amer. A, 13:2219–2231, 1996.
- [40] Hirono, T. and Y. Yoshikuni: *Accurate modeling of dielectric interfaces by the effective permittivities for the fourth-order symplectic finite-difference time domain method*. Appl. Opt., 46:1514–1524, 2007.

- [41] Hirono, T., Y. Yoshikuni, and Y. Shibata: *Third-order effective permittivities for the 4th-order FDTD method in the 2D TM polarization case*. SPIE, 4646:630–640, 2002.
- [42] Huang, C., J. Liu, W. Hu, and J. Sun: *Fdtd analysis of optical field distribution in waveguide grating coupler*. Proc. of the SPIE, 6783:67834, 2007.
- [43] Huang, Q. and P. R. Ashley: *Holographic bragg grating input-output couplers for polymer waveguides at an 850-nm wavelength*. Appl. Opt., 36:1198–1203, 1997.
- [44] Hwang, K. P. and A. C. Cangellaris: *Effective permittivities for second-order accurate FDTD equations at dielectric interfaces*. IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett., 11:158–160, 2001.
- [45] Izhaky, N. and A. Hardy: *Analysis of grating-assisted backward coupling employing the unified couple-mode formalism*. J. Opt. Soc. Amer. A, 16:1303–1311, 1999.
- [46] Izhaky, N. and A. Hardy: *Characteristics of grating-assisted couplers*. Appl. Opt., 38:6987–6993, 1999.
- [47] Jalali, T., K. Rauscher, A. Mohammadi, D. Erni, and Z. M. Shoushtari: *Efficient effective permittivity treatment for the 2d-fdtd simulation of photonic crystals*. J. Comput. Theor. Nanosci., 44:644–648, 2007.
- [48] Jones, M. L., R. P. Kenan, and C. M. Verber: *Rectangular characteristics gratings for waveguide input and output coupling*. Appl. Opt., 34:4149–4158, 1995.
- [49] Joseph, R. M., S. C. Hagness A., and Taflove: *Direct time integration of maxwell's equations in linear dispersive media with absorption for scattering and propagation of femtosecond electromagnetic pulses*. Optics letters, 16(18):1412–1414, 1991.
- [50] Joseph, R. M. and A. Taflove: *Spatial soliton deflection mechanism indicated by FD-TD Maxwell's equations modeling*. IEEE Photonics Technology Letters, 6(10):1251–1254, 1994.

- [51] Kantartzis, N. V. and T. D. Tsiboukis: *Higher Order FDTD Schemes for Waveguide and Antenna Structures*. Synthesis Lectures on Computational Electrodynamics. Morgan & Calypool, 2006.
- [52] Kashdan, E. and E. Turkel E.: *High-order accurate modeling of electromagnetic wave propagation across media-grid conforming bodies*. J. Comput. Phys., 218:816–835, 2006.
- [53] Kivshar, Yuri S. and Govind P. Agrawal: *Optical Solitons*. Academic Press, 2003.
- [54] Kogelnik, H.: *Guided wave-optoelectronics*. In Tamir, T. (editor): *Theory of Optical Waveguides*, pages 7–88. Springer-Verlag, New York, 1988.
- [55] Kogelnik, H. and T. P. Sosnowski: *Holographic thin film couplers*. Bell. Syst., Tech. J., 49:1602–1608, 1970.
- [56] Kok, L. Y.: *General solution to the multiple-metallic-grooves scattering problem: the fast-polarization case*. Appl. Opt., 32:2573–2581, 1993.
- [57] Kominis, Y.: *Analytical solitary wave solutions of the nonlinear Kronig-Penney model in photonic structures*. Phys. Rev. E, 73:066619, 2006.
- [58] Kominis, Y. and K. Hizanidis: *Lattice solitons in self-defocusing optical media: analytical solutions of the nonlinear Kronog-Penney model*. Opt. Lett., 31:2888–2890, 2006.
- [59] Kominis, Y., A. Papadopoulos, and K. Hizanidis: *Surface solitons in waveguide arrays: Analytical solutions*. Opt. Express, 15:10041–10051, 2007.
- [60] Kriezis, E. E., P. K. Pandelakis, and A. G. Papagiannakos: *Diffraction of a gaussian beam from a periodic planar screen*. J. Opt. Soc. Amer. A, 11:630–636, 1994.
- [61] Kwan, C. K. and G. W. Taylor: *Optimization of the parallelogrammic gating diffraction efficiency for normally incident wave*. Appl. Opt., 37:7698–7707, 1998.

- [62] Lalanne, P. and G. M. Morris: *Highly improved convergence of the coupled-wave method for tm polarization*. J. Opt. Soc. Amer. A, 13:779–784, 1996.
- [63] Lalanne, P. and E. Silberstein: *Fourier-modal methods applied to waveguide computational problems*. Opt. Lett, 25:1092–1094, 2000.
- [64] Lalanne, Q., P. Cao, and J. P. Hugonin: *Stable and efficient bloch-mode computational method for one-dimensional grating waveguides*. J. Opt. Soc. Amer. A, 19:335–338, 2002.
- [65] Li, L. and M. C. Gupta: *Effects of beam focusing on the efficiency of planar waveguide grating couplers*. Appl. Opt., 29:5320–5325, 1990.
- [66] Li, M. and S. J. Sheard: *Waveguide couplers using parallelogramic-shaped bleazed gratings*. Opt. Commun., 109:239–245, 1994.
- [67] Li, M. and S. J. Sheard: *Experimental study of waveguide grating couplers with parallelogramic tooth profiles*. Opt. Eng., 35:3101–3106, 1996.
- [68] Liao, T. and S. Sheard: *Integrated-optic array illuminator: a new design for guided-wave optical interconnections*. Appl. Opt., 37:2729–2734, 1998.
- [69] Liao, T., 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.
- [70] Liu, J., X. Yuan, C. Huang, S. Peng, and D. Huang: *Analysis of light field of waveguide grating couplers using the FDTD method*. Proc. of the SPIE, 4927:245–248, 2002.
- [71] Mata-Mendez, O. and J. Sumaya-Martinez: *Scattering of te-polarized waves by a finite-grating: giant resonant enhancement of the electric field within the grooves*. J. Opt. Soc. Amer. A, 14:2203–2211, 1997.
- [72] Mata-Mendez, O. and J. Sumaya-Martinez: *Diffraction of gaussian and hermite-gaussian beams by finite gratings*. J. Opt. Soc. Amer. A, 18:537–545, 2001.

- [73] Matsumoto, M.: *Analysis of the blazing effect in second order gratings*. IEEE J. Quantum Electron., 28:2016–2023, 1992.
- [74] Miller, J. M., N. Beaucoudrey, P. Chavel, J. Turunen, and E. Cambrill: *Design and fabrication of binary slanted surface-relief gratings for a planar optical interconnection*. Appl. Opt., 36:5717–5727, 1997.
- [75] Moharam, M. G., E. B. Grann, D. A. Pommet, and T. K. Gaylord: *Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous couple-wave analysis of binary gratings*. J. Opt. Soc. Amer. A, 12:1068–1076, may 1995.
- [76] Moharam, M. G., 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, may 1995.
- [77] Neviere, M., R. Petit, and M. Cadilhac: *About the theory of optical grating coupler-waveguide system*. Opt. Commun., 8:113–117, 1973.
- [78] Neviere, M., P. Vincent, R. Petit, and M. Cadilhac: *Determination of the coupling coefficient of a holographic thin film coupler*. Opt. Commun., 9:240–245, 1973.
- [79] Neviere, M., P. Vincent, R. Petit, and M. Cadilhac: *Systematic study of resonances of holographic thin film couplers*. Opt. Commun., 9:48–53, 1973.
- [80] Ogawa, K. and W. S. C.Chang: *Analysis of holographic thin film grating coupler*. Appl. Opt., 12:2167–2171, 1973.
- [81] Ogawa, K., W. S. C.Chang, B. L. Sopori, and F. J. Rosenbaum: *A theoretical analysis of etched grating couplers for integrated optics*. IEEE J. Quantum Electron., 9:29–42, 1973.
- [82] Orobtcchouk, R., A. Layadi, H. Gualous, D. Pascal, A. Koster, and S. Laval: *High-efficiency light coupling in a submicrometric silicon-on-insulator waveguide*. Appl. Opt., 39:5773–5777, 1997.

- [83] Papadopoulos, A. D. and E. N. Glytsis: *Finite-difference-time-domain analysis of finite-number-of-periods holographic and surface-relief gratings*. Appl. Opt., 47:1981–1994, 2008.
- [84] Papadopoulos, A. D. and E. N. Glytsis: *Optical waveguide grating couplers: 2nd-order and 4th-order finite-difference time-domain analysis*. Appl. Opt., 48:5164–5175, 2009.
- [85] Pascal, D., R. Orobitchouk, A. Layadi, A. Koster, and S. Laval: *Optimized coupling of a gaussian beam into an optical waveguide with a grating coupler: comparison of experimental and theoretical results*. Appl. Opt., 36:2443–2447, 1997.
- [86] Pelosi, G., G. Manara, and G. Tosio: *Heuristic diffraction coefficient for plane-wave scattering from edges in periodic planar surfaces*. J. Opt. Soc. Amer. A, 13:1689–1697, 1996.
- [87] Peng, S. T. and T. Tamir: *Directional blazing of waves guided by asymmetrical dielectric gratings*. Opt. Comm., 11:405–409, 1974.
- [88] Petropoulos, P. G.: *Phase error control for the fd-td methods of second and fourth order accuracy*. IEEE Trans. Antennas & Prop., 42:859–862, 1994.
- [89] Press, W. H., S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery: *Numerical recipes in C*. Cambridge Univ. Press Cambridge MA, USA:, 1992.
- [90] Roden, J. A. and S. D. Gedney: *Convolutional PML (CPML): An efficient FDTD implementation of the CFS-PML*. Mircow. Opt. Techn. Lett., 27:334–339, 2000.
- [91] Roncone, R. L., L. Li, K. A. Bates, J. J. Burke, L. Weisenbach, and B. J. J. Zelinski: *Design and fabrication of single-leakage-channel grating coupler*. Appl. Opt., 32:4522–4528, 1993.
- [92] Roncone, R. L., L. Li, and J. C. Brazas: *Single-leakage-channel grating couplers: comparison of theoretical and experimental branching ratios*. Opt. Lett., 18:1919–1921, 1993.

- [93] Ryan, A. T. and G. P. Agrawal: *Spatiotemporal coupling in dispersive nonlinear planar waveguides*. J. Opt. Soc. Amer. B, 12(12):2382–2389, 1995.
- [94] Saleh, B. E. A. and M. C. Teich: *Fundamentals of Photonics*. 2nd Ed. John Wiley & Sons, New Jersey, 2007.
- [95] Schultz, S. M.: *High efficiency volume holographic grating coupler*. PhD thesis, Georgia Inst. of Technology, 1999.
- [96] Schultz, S. M. and E. N. Glytsis: *Design, fabrication and performance of preferential-order volume waveguide couplers*. Appl. Opt., 39:1223–1232, 2000.
- [97] Schultz, S. M., E. N. Glytsis, and T. K. Gaylord: *Design of a high-efficiency volume grating couplers for line focusing*. Appl. Opt., 37:2278–2287, 1998.
- [98] Schultz, S. M., E. N. Glytsis, and T. K. Gaylord: *Volume grating preferential-order focusing waveguide coupler*. Opt. Lett., 34:1708–1710, 1999.
- [99] Silberstein, E., P. Lalanne, J. P. Hugonin, and Q. Cao: *Use of grating theories in integrated optics*. J. Opt. Soc. Amer. A, 18:2865–2875, 2001.
- [100] Song, S. H. and E. H. Lee: *Focusing-grating-coupler arrays for uniform and efficient signal distribution in a backboard optical interconnect*. Appl. Opt., 34:5913–5919, 1995.
- [101] Streifer, W., R. D Burnham, and D. R. Scifres: *Analysis of grating-coupled radiation in GaAs:GaAlAs lasers and waveguides–II: Blasing effects*. IEEE J. Quantum Electron., 12:494–499, 1976.
- [102] Taflove, A. and S. C. Hagness: *Computational Electrodynamics: The Finite Difference Time Domain Method*. Artech House, 2005.
- [103] Tamir, T. and S. T. Peng: *Analysis and design of grating couplers*. Appl. Phys., 14:235–254, 1977.
- [104] Tamir, T., S. T. Peng, and H. L. Bertoni: *Leaky-wave analysis of optical periodic couplers*. Electron. Lett., 9:150–152, 1973.

- [105] Tamir, T., S. T. Peng, and H. L. Bertoni: *Theory of periodic dielectric waveguides*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 23:123, 1975.
- [106] Tanaka, T., H. Takahashi, Y. Hibino, T. Hashimoto, A. Himeno, Y. Yamada, and Y. Tohmori: *Hybrid external cavity lasers composed of spot-size converter integrated lds and uv written bragg grating in a planar lightwave circuit on si*. IEICE Trans. Electron., E83-C:875–883, 2000.
- [107] Villalaz, R. A., E. N. Glytsis, and T. K. Gaylord: *Volume grating couplers: polarization and loss effect*. Appl. Opt., 41:5223–5229, 2002.
- [108] Waldhäusl, R., B. Schnabel, P. Dannberg, E. B. Kley, A. Bräuer, and W. Karthe: *Efficient coupling into polymer waveguides by gratings*. Appl. Opt., 36:9383–9390, 1997.
- [109] Wang, B., J. Jiang, J. Cai, and G. P. Nordin: *Stratified waveguide grating coupler for normal fiber incidence*. Opt. Lett., 30:845–847, 2005.
- [110] Wang, B., J. Jiang, and G. P. Nordin: *Compact slanted grating couplers*. Opt. Express, 12:3313–3326, 2004.
- [111] Wang, B., J. Jiang, and G. P. Nordin: *Embedded slanted grating for vertical coupling between fibers and silicon-on-insulator planar waveguides*. IEEE Photon. Technol. Lett., 17:1884–1886, 2005.
- [112] Wang, B., J. Jiang, and G. P. Nordin: *Systematic design process for slanted grating couplers*. Appl. Opt., 45:6223–6226, 2006.
- [113] Wang, W. Y. and T. J. DiLaura: *Bragg effect waveguide coupler analysis*. Appl. Opt., 16:3230–3236, 1977.
- [114] Woldarczyk, M. T. and S. R. Seshadri: *Analysis of grating couplers in planar waveguides for waves at oblique incidence*. J. Opt. Soc. Amer. A, 2:171–185, 1985.
- [115] Wu, S. D. and E. N. Glytsis: *Volume holographic grating couplers: rigorous analysis by use of the finite-difference frequency-domain method*. Appl. Opt., 43:859–862, 2004.

- [116] Wu, S. D., E. N. Glytsis, and T. K. Gaylord: *Optimization of finite-length input volume holographic grating couplers illuminated by finite-width incident beams*. Appl. Opt., 44:4435–4446, 2005.
- [117] Wu, S. D. and E. N. Glytsis E. N.: *Finite-number of periods holographic gratings with finite-width incident beams: Analysis using the finite-difference frequency domain method*. J. Opt. Soc. Amer. A, 19:2018–2029, 2002.
- [118] Xing, Q., S. Ura, T. Suhara, and H. Nishihara: *Contra-directional coupling between stacked waveguides using grating couplers*. Opt. Commu., 144:180–182, 1997.
- [119] Yefet, A. and P. G. Petropoulos: *A staggered fourth-order accurate explicit finite difference scheme for the time-domain maxwell's equations*. J. Comput. Phys., 168:286–315, 2001.
- [120] Zygiridis, T. T. and T. D. Tsiboukis: *Low-dispersion algorithms based on the higher order (2,4) ftdtd method*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 52:1321–1327, 2004.