

POLITECNICO DI TORINO

Corso di Laurea Magistrale
in Ingegneria Elettronica

Tesi di Laurea Magistrale

**Progettazione di un divisore di potenza
in film sottile di LiNbO_3 con scambio protonico per PIC**



Relatore
prof.ssa Mariangela Gioannini

Candidato
Michele Arcangelo Guida

A. A. 2019/2020

Quest'opera è soggetta alla Creative Commons Public License **Attribuzione - Non commerciale - Non opere derivate**, versione 4.0. L'enunciato integrale della Licenza è reperibile all'indirizzo internet <https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/deed.it>.

Sommario

Nella realizzazione di componenti ottici integrati lo studio dei layout ottici riveste un ruolo di notevole importanza, poiché si determinano le caratteristiche del componente ed in particolare le sue perdite ottiche. Nell'ambito di questo lavoro è stato progettato un nuovo layout ottico di un divisore di potenza ottica a 3dB. Più precisamente, tale divisore è stato realizzato tramite una giunzione a Y (un elemento base nei circuiti integrati fotonici, PIC) in LiNbO_3 , ampiamente utilizzata nei modulatori elettro-ottici (EO) interferometrici di *Mach-Zehnder* (MZ) o negli interruttori ottici, grazie ai suoi elevati coefficienti EO (di cui il più alto è $r_{33}=30.8\text{pm/V}$). Le guide dielettriche sono tutte in *film sottile* di niobato di litio (LN) con configurazione X-CUT, *singolo-modo* e polarizzazione TE; contengono una regione superficiale a scambio protonico (PE) poco profonda ($0.15\mu\text{m}$) rispetto allo spessore di LN ($0.5\mu\text{m}$), così da non apportare elevate perdite (0.2dB/cm) e non deteriorare le eccellenti proprietà ottiche e non lineari di LN. In compenso, grazie alla presenza di PE si genera un alto contrasto di indice di rifrazione ($\Delta n=0.08$) che ha permesso di confinare fortemente il campo ottico. Per cui in fase di progettazione è stato possibile ridurre sia la larghezza delle guide ($W=1.6\mu\text{m}$) che la loro distanza di separazione ($S=11.5\mu\text{m}$) per migliorare l'accoppiamento con il segnale di modulazione. Inoltre, è stata minimizzata la lunghezza della giunzione a Y raggiungendo il valore di $L=600\mu\text{m}$ (con un raggio di curvatura minimo di circa $7000\mu\text{m}$). Le simulazioni sono state svolte con un software commerciale, OptiBPM, utilizzando la nota tecnica della propagazione dei fasci *Beam Propagation Method* (BPM) con il metodo delle *Finite Difference* (FD). Sulla base delle simulazioni fatte, grazie al layout ottico progettato che modella il profilo del divisore eliminando qualsiasi discontinuità (fino alla derivata seconda), si è raggiunto un valore pressoché ideale del coefficiente di trasmissione $T|_{dB}=3.013\text{dB}$ alla lunghezza d'onda di progetto $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

INDICE

Lista delle figure	4
Lista delle tabelle	8
Lista degli acronimi	9
Introduzione	10
1 Tecnologie, materiali e piattaforme	12
1.1 Introduzione.....	12
1.2 La fotonica al niobato di litio	12
1.2.1 Effetto Pockel's.....	14
1.2.2 Tecnologia a film sottile di LN	18
1.3 Scambio protonico in LiNbO_3	20
1.3.1 Tecnica “ <i>fast</i> ” proton exchange	22
1.3.2 Scambio protonico vs diffusione di titanio.....	24
2 Modellizzazione di una guida in film sottile di LiNbO_3 con regione PE	26
2.1 Introduzione.....	26
2.2 Profilo della guida d’onda.....	26
2.3 Analisi delle guide accoppiate.....	32
2.3.1 Cross-talk modale.....	33
2.3.2 Teoria dei modi accoppiati	34
2.3.3 Distanza di separazione tra le guide	36
3 Progettazione della giunzione a Y con FD-BPM	39
3.1 Introduzione.....	39
3.2 La giunzione a Y	39
3.2.1 Parametri caratteristici di un divisore	41
3.3 Bending losses.....	42
3.4 Layout design.....	44
3.4.1 Layout n° 1.....	44

3.4.2	Layout n° 2.....	47
3.4.3	Layout n° 3.....	50
3.5	Lunghezza d'onda di progetto	56
3.6	Conclusioni.....	57
3.6.1	Requisiti di una piattaforma fotonica	57
3.6.2	Obiettivi prefissi e risultati	59
3.6.3	Applicazioni e sviluppi.....	60
A Finite Difference Beam Propagation Method (FD-BPM).....		63
Bibliografia.....		70

Lista delle figure

- Fig. 1.1:** Finestra del software OptiBPM con i parametri caratteristici di LN (indici di rifrazione, coefficienti EO) per $\lambda=1.55\mu\text{m}$ con configurazione X-CUT e modo TE.....15
- Fig. 1.2:** Configurazione X-CUT per guida in LN a scambio protonico PE con modo TE.17
- Fig. 1.3:** Fabbricazione di un film sottile di LN su substrato di Si: (a) impiantazione di ioni di elio su un wafer di LN; (b) *bonding* del wafer di LN al wafer di SiO_2 e substrato di Si; (c) *heating* per esfoliare termicamente un film sottile di LN.18
- Fig. 1.4:** Modulatori nanofotonici al niobato di litio compatibili con le tensioni di azionamento CMOS: (a-b) Confronto schematico delle configurazioni di trasmissione dati per modulatori LN integrati (a) e tradizionali (b); (c) Immagine al microscopio del chip fabbricato composto da tre modulatori Mach-Zehnder di diversa larghezza della linea del segnale a microonde e varie lunghezze del dispositivo (con un ingrandimento della sezione trasversale nella quale è raffigurato il film sottile e le guide *rib* di LN in X-CUT); (d) Trasmissione ottica normalizzata di un dispositivo da 20 mm in funzione della tensione applicata: bassa tensione a semionda di 1,4 V e rapporto di estinzione di 30 dB [11]. Riprodotto con permesso. Copyright © 2018, Nature Publishing Group.19
- Fig. 1.5:** Finestra del software OptiBPM con i valori settati/implementati per la simulazione di uno scambio protonico (tempo, temperatura, sorgente di protoni e concentrazione frazionaria H^+ normalizzata).....22
- Fig. 1.6:** Tecnica di fabbricazione di guide PE in LN: (a) deposizione film di Cromo sul wafer di LN; (b) fotolitografia per applicare la maschera di photoresist; (c) *wet etching* di Cr e rimozione del photoresist; (d) *proton exchange* nella regione di LN senza rivestimento.23
- Fig. 2.1:** Profilo trasversale della guida d'onda PE (con *depth* D e *width* W) su film sottile di LN (con *thickness* T); BOX di SiO_2 e substrato di Si/LN (rispettivamente SOI/LNOI).27

Fig. 2.2: Profili degli indici di rifrazione: (a) lungo l'asse y , (b) lungo l'asse x ($\lambda = 1.55\mu\text{m}$).....	28
Fig. 2.3: Andamento dell'indice efficace dei primi due modi in funzione della larghezza $W=1 \div 5\mu\text{m}$ del canale PE avente profondità $D=0.15\mu\text{m}$, per lunghezza d'onda $\lambda=1.55\mu\text{m}$	29
Fig. 2.4: Simulazioni del modo fondamentale TE_{00} al variare della larghezza $W=1 \div 5\mu\text{m}$ per $\lambda=1.55\mu\text{m}$; (a) $W=1\mu\text{m}$, (b) $W=1.5\mu\text{m}$, (c) $W=2\mu\text{m}$, (d) $W=2.5\mu\text{m}$, (e) $W=3\mu\text{m}$, (f) $W=3.5\mu\text{m}$, (g) $W=4\mu\text{m}$, (h) $W=4.5\mu\text{m}$, (i) $W=5\mu\text{m}$	30
Fig. 2.5: Distribuzione del modo TE_{00} al variare della larghezza di PE ($W=1 \div 3\mu\text{m}$); la dimensione del modo raggiunge un minimo per $W \approx 2\mu\text{m}$ ($\lambda=1.55\mu\text{m}$).....	30
Fig. 2.6: Ampiezza normalizzata del campo ottico (tratto blu) e indice di rifrazione (tratto rosso) con $W=1.6\mu\text{m}$, $D=0.15\mu\text{m}$, $T=0.5\mu\text{m}$ e per $\lambda=1.55\mu\text{m}$; (a) sezione verticale in cui è stata evidenziata la regione PE (b) sezione orizzontale.	31
Fig. 2.7: (a) Sezione trasversale della guida con i valori ottimizzati $W=1.6\mu\text{m}$, $D=0.15\mu\text{m}$, $T=0.5\mu\text{m}$ (b) Ampiezza normalizzata del campo in 3D per valori ottimizzati e $\lambda=1.55\mu\text{m}$	32
Fig. 2.8: Esempio di accoppiamento modale nelle guide poste a piccola distanza ($\approx 4\mu\text{m}$), con TE_{00} in input nella <i>guida 1</i> e trasferimento (parziale) di potenza in <i>guida 2</i> ($\lambda=1.55\mu\text{m}$).....	33
Fig. 2.9: Report iterazioni: potenze di uscita sulle due guide accoppiate al variare della distanza S con potenza in ingresso solo sulla guida 1 (tratto rosso); per circa $S > 4\mu\text{m}$ (iterazione #20) la potenza di uscita sulla guida 1 tende asintoticamente al suo valore normalizzato (senza trasferimento di potenza nella guida 2).....	34
Fig. 2.10: (a) Sezione trasversale delle due guide a canale PE con distanza di separazione $S=12\mu\text{m}$; (b) Mappa del campo modale TE_{00} in 3D con $S=12\mu\text{m}$ senza <i>cross-talk</i>	36
Fig. 2.11: Andamento dell'indice efficace del modo fondamentale della coppia di guide al variare della distanza di separazione $S=3 \div 12\mu\text{m}$ ($\lambda=1.55\mu\text{m}$). La distanza minima di disaccoppiamento è $S \approx 11\mu\text{m}$, punto in cui si raggiunge il valore dell'indice efficace della guida singola $n_{TE00} = 1.935$ (ciascuna guida non risente della presenza dell'altra).	37
Fig. 2.12: Campo ottico in uscita (in dB): modo fondamentale TE_{00} in input su una sola delle due guide con distanza di separazione $S=12\mu\text{m}$ ($\lambda=1.55\mu\text{m}$).....	38

Fig. 3.1: Layout n° 1 della giunzione a Y con parametri ottimizzati: le guide sono tutte della stessa larghezza $W=1.6\mu\text{m}$, la sua lunghezza è $L=688\mu\text{m}$ e l'interasse è $S=12\mu\text{m}$	45
Fig. 3.2: Report iterazioni: potenza ottica di uscita su singolo ramo della giunzione Y al variare di $\theta=0.45\div 0.65^\circ$; per $\theta=0.5^\circ$ (iterazione #2) si ha il massimo della potenza in uscita.	45
Fig. 3.3: Campo modale e indice efficace sui rami di uscita con $S=12\mu\text{m}$ ($\lambda=1.55\mu\text{m}$).	46
Fig. 3.4: Struttura del layout n°2 con una prima regione (I) variabile detta <i>taper</i> di lunghezza L_t poi una seconda regione (II) <i>di raccordo</i> che si estende fino a L_r (di lunghezza uguale a L_r-L_t) ed infine una terza regione (III) finale estesa fino a L (di lunghezza uguale a $L-L_r$).	47
Fig. 3.5: Layout n°2 della giunzione a Y con parametri ottimizzati: l'angolo di diramazione è $\theta=0.5^\circ$, la lunghezza del tappo $L_t=91.7\mu\text{m}$, la lunghezza della regione di raccordo $L_r=270\mu\text{m}$ e la sua lunghezza complessiva è $L=600\mu\text{m}$ ($S=12\mu\text{m}$).	48
Fig. 3.6: Potenza relativa totale che transita nel divisore lungo l'asse longitudinale $z(\mu\text{m})$	48
Fig. 3.7: Distribuzione del campo modale: (a) in 3D, (b) in 2D lungo il piano (x, z) , relativo per al layout n°2 con parametri ottimizzati ($\lambda=1.55\mu\text{m}$).	49
Fig. 3.8: Layout n°3 con profilo modellato con assenza di discontinuità.	50
Fig. 3.9: Grafico della funzione che modella il profilo longitudinale della giunzione (layout n°3): da $z=0$ a $z=L_r=270\mu\text{m}$ col tratto rosso, da L_r a $L=600\mu\text{m}$ col tratto blu...	52
Fig. 3.10: Raggio di curvatura minimo per layout n°3.	52
Fig. 3.11: Distribuzione di campo modale in 3D del divisore a Y relativo al layout n°3 con parametri ottimizzati ($\lambda=1.55\mu\text{m}$).	53
Fig. 3.12: Distribuzione di campo modale in 2D lungo il piano (x, z) del divisore a Y relativo al layout n°3 con parametri ottimizzati ($\lambda=1.55\mu\text{m}$).	54
Fig. 3.13: Linee di campo modale lungo il piano (x, z) del divisore a Y relativo al layout n°3 con parametri ottimizzati ($\lambda=1.55\mu\text{m}$).	54

Fig. 3.14: Intensità modale (normalizzata) sui rami in uscita del divisore con parametri ottimizzati e $S=11.5\mu\text{m}$ ($\lambda=1.55\mu\text{m}$).....	55
Fig. 3.15: Schema del modulatore EO interferometrico di MZ: (a) vista dall'alto e (b) sezione trasversale.....	60
Fig. A.1: Discretizzazione del piano x, z	64

Lista delle tabelle

Tabella 1.1 Classificazione onde elettromagnetiche.....	13
Tabella 1.2 PE:LN vs Ti:LN	24
Tabella 2.1 Indici di rifrazione dei materiali e dati iniziali ($\lambda=1.55\mu\text{m}$).....	27
Tabella 3.1 Excess Loss con layout n°1 al variare di θ ($\lambda=1.55\mu\text{m}$).....	46
Tabella 3.2 Valori ottimizzati ed excess loss ($\lambda=1.55\mu\text{m}$).....	55
Tabella 3.3 Comportamento al variare della lunghezza d'onda	56

Lista degli acronimi

BOX	Buried Oxide
BPM	Beam Propagation Method
CMOS	Complementary Metal-Oxide Semiconductor
COTS	Commercial Off-the-Shelf
FD	Finite Difference
FD-BPM	Finite Difference Beam Propagation Method
FEM	Finite Element Method
EO	Electro-Optic
EOM	Electro-Optic Modulator
ERI	Effective Refractive Index
LN	Lithium Niobate
LNOI	Lithium Niobate On Insulator
MMI	Multi-Mode Interferometer
MZ	Mach-Zehnder
MZI	Mach-Zehnder Interferometer
OOK	On Off Key
PE	Proton Exchange
PE:LN	Proton exchange in Lithium Niobate
PIC	Photonic Integrated Circuit
SOI	Silicon On Insulator
TBC	Transparent Boundary Conditions
TE	Transverse Electric
Ti:LN	Titanium Diffused in Lithium Niobate
TM	Transverse Magnetic

Introduzione

Questo progetto trae spunto da un lavoro antecedente, svolto dall'autore per conto del prof. emerito Ivo Montrosset, nel quale fu studiato un nuovo layout ottico per giunzioni ad Y in niobato di litio (LiNbO_3) con guide d'onda *diffuse* in titanio (Ti), utilizzato nel 2001 da Pirelli Optical Systems¹ di Milano per migliorare la realizzazione di un modulatore elettro-ottico interferometrico di Mach-Zehnder già in produzione.

Attualmente la tecnologia in diffusione di titanio su niobato di litio (Ti:LN) è utilizzata quasi esclusivamente per dispositivi esterni, come modulatori elettro-ottici (EO) e sensori [1], a causa delle loro eccessive dimensioni. Un tipico modulatore EO commerciale standard (COTS) ha una lunghezza di circa dieci centimetri. Questo è dovuto principalmente al basso salto di indice di rifrazione delle guide Ti-diffuse rispetto al materiale di *bulk* LN, che non permette un confinamento del campo ottico tale da consentire di ridurre le dimensioni dei componenti fino ad essere confrontabili con i PIC (*Photonic Integrated Circuit*) di ultima generazione.

Il niobato di litio resta invece un materiale usato e apprezzato, soprattutto per le sue eccellenti proprietà elettro-ottiche e non lineari, che lo rendono particolarmente adatto ai processi di modulazione EO e di conversione di frequenza. Dalla sua prima preparazione nel 1937², ha sempre suscitato un grande interesse scientifico e tecnologico, diventando oggetto di un gran numero di pubblicazioni. E grazie ad una nuova tecnologia (diversa da quelle tradizionali) che ha permesso di ricavare *film sottili* di LN su wafer di SiO_2 e substrato di silicio, mostrata per la prima volta dai ricercatori di CREOL³ nel 2013 [2], è stato dato un notevole impulso al suo riutilizzo. Oggi si parla persino di una tecnologia

¹Venduta nel 2001 alla *Cisco Systems*, colosso mondiale degli apparati di *networking*.

² Una rivista del settore, *Crystals*, ha dedicato tre numeri speciali in questi ultimi anni: "Lithium Niobate Crystals", "Lithium Niobate: Thin Films and Nanocrystals", "Recent Progress in Lithium Niobate".

³ CREOL: *Center for Research and Education in Optics and Lasers*, presso l'*University of Central Florida*.

denominata LNOI (*Lithium Niobate on Insulator*), emulando l'acronimo della più conosciuta SOI (*Silicon On Insulator*). Infatti, in commercio è già possibile trovare wafer con *film sottile* di LN, con al di sotto il BOX di SiO₂ e infine il substrato di niobato di litio (LNOI) al posto del substrato di silicio (Si). Ovviamente l'uso del substrato di Si è indispensabile se si vuole incentivare un'auspicabile integrazione, oltre che con l'elettronica, anche con l'affermata piattaforma *Silicon Photonics*.

Scopo di questa tesi è stato quello di progettare, simulare e ottimizzare una nuova giunzione a Y in *film sottile* di LN, per sfruttare le proprietà del niobato di litio senza l'inconveniente dei grossi ingombri.

In merito alle guide d'onda, si è scelto di realizzarle con un processo di fabbricazione *proton exchange* in niobato di litio (PE:LN). Questa è una tecnologia classica e a basso costo che consente di ridurre di molto le dimensioni e i raggi di curvatura del divisore progettato, grazie ad un salto di indice di rifrazione maggiore rispetto alla tradizionale Ti:LN. Invece per ridurre le perdite ottiche (introdotte purtroppo dal processo PE), si è fatto ricorso ad una nuova tecnica sperimentata da alcune recenti applicazioni [3, 4, 5]. Si tratta di un processo di breve durata e a bassa temperatura ("*fast*" *proton exchange*), tramite il quale è possibile fabbricare delle guide d'onda con soltanto una regione superficiale PE in LN, invece di guide interamente PE come quelle convenzionali. Questo ha permesso di guidare ugualmente il campo grazie alla piccola area PE, ma col vantaggio di avere il campo ottico che resta quasi tutto confinato nello strato di LN. In questo modo vengono preservate e sfruttate le proprietà EO di LN, ma soprattutto si determina una notevole riduzione delle perdite ottiche, fino a circa 0.2 dB/cm per $\lambda=1.55\mu\text{m}$ [3].

Per le simulazioni numeriche è stato ritenuto adatto OptiBPM, un software commerciale della *Optiwave Systems*¹, la cui licenza è stata concessa per lo svolgimento di questa tesi, in merito al programma "Free for Academics 2020". Per lo studio e il grafico di alcune funzioni è stato necessario anche l'ausilio di Matlab.

¹Optiwave Systems Inc., url: <https://optiwave.com/>

I CAPITOLO

Tecnologie, materiali e piattaforme

1.1 Introduzione

In questo capitolo vengono presentati i materiali utilizzati nel progetto e le loro proprietà, in particolare del niobato di litio. Vengono poi illustrati brevemente i processi tecnologici a cui vengono sottoposti e le nuove applicazioni. Infine, si accenna alla compatibilità con la tecnologia CMOS, in particolare alla piattaforma *Silicon Photonics*.

1.2 La fotonica al niobato di litio

Il niobato di litio è un cristallo sintetico ferroelettrico¹ isolante, con una struttura romboedrica. Dal punto di vista tecnologico, il LiNbO_3 si ottiene *per crescita* mediante il metodo di Czochralski². Si ricavano dei monocristalli con un buon grado di purezza e a basso costo. Esistono due varianti alla tecnica suddetta, una crescita *stechiometrica* e una crescita *congruente*. La prima riduce maggiormente i difetti reticolari, invece la seconda permette di ottenere cristalli con basso assorbimento ed elevata omogeneità. La sua alta temperatura di Curie (di 1142 °C) gli permette di sopportare elevate temperature senza alterare le sue proprietà ferroelettriche.

¹ La ferroelettricità è una proprietà di alcuni materiali solidi che presentano una spontanea polarizzazione elettrica. Se si applica un campo elettrico, essi si polarizzano e mantengono la polarizzazione anche in assenza di campo.

² Tecnica messa a punto presso i *Bell Laboratories* (Stati Uniti) negli anni '60.

La banda di trasparenza di LN è molto estesa, da $0.35\div 5\mu\text{m}$, dalle frequenze dell'infrarosso fino a tutto il visibile (Tabella 1.1)¹. Possiede notevoli proprietà non lineari ed ha anche proprietà acustico-ottiche, piezo-elettriche e termo-ottiche. È insolubile in acqua e praticamente inerte agli acidi.

Tabella 1.1 Classificazione onde elettromagnetiche

Descrizione	Frequenza	Lunghezza d'onda
Frequenze ultra-basse	$< 30\text{kHz}$	$> 10\text{km}$
Basse frequenze	$30\div 300\text{kHz}$	$10\text{km}\div 1\text{km}$
Frequenze radio	$0.3\div 3\text{MHz}$	$1\text{km}\div 100\text{m}$
Alte frequenze (HF)	$3\div 30\text{MHz}$	$100\div 10\text{m}$
VHF	$30\div 300\text{MHz}$	$10\div 1\text{m}$
UHF	$0.1\div 1\text{GHz}$	$1\text{m}\div 30\text{cm}$
Microonde	$1\div 100\text{GHz}$	$30\div 0.3\text{cm}$
Onde millimetriche	$0.1\div 3\text{THz}$	$3\div 0.1\text{mm}$
Infrarosso	$3\div 400\text{THz}$	$100\div 0.75\mu\text{m}$
Visibile	$400\div 750\text{THz}$	$0.75\div 0.4\mu\text{m}$
Ultravioletto	$750\div 1500\text{THz}$	$0.4\div 0.2\mu\text{m}$
UV da vuoto	$1.5\div 6\cdot 10^3\text{THz}$	$200\div 50\text{nm}$
Raggi X molli	$6\div 300\cdot 10^3\text{THz}$	$50\div 1\text{nm}$
Raggi X	$0.3\div 30\cdot 10^6\text{THz}$	$1\div 0.01\text{nm}$
Raggi γ	$> 10^6\text{THz}$	$< 0.01\text{nm}$

¹ Da notare che l'intervallo di lunghezze d'onda di competenza della Fotonica copre tre regioni: la regione dell'infrarosso, del visibile e dell'ultravioletto.

Inoltre, il niobato di litio è un materiale *birifrangente* ed *anisotropo*. Si ricordi che in un materiale *anisotropo* accade nel caso generale che:

$$D = \begin{bmatrix} D_1 \\ D_2 \\ D_3 \end{bmatrix} = \varepsilon_0 \varepsilon_r E = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \quad (1.1)$$

dove ε_r è il tensore di *permettività dielettrica relativa* che lega il campo elettrico E all'induzione elettrica D . Nel caso del niobato di litio si può dimostrare che esiste un particolare sistema di riferimento, corrispondente agli assi principali del cristallo, per cui il tensore di *permettività dielettrica relativa* si diagonalizza nella forma:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix} = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} n_o^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_e^2 \end{bmatrix} \quad (1.2)$$

dove x e y coincidono agli *assi ordinari* di LN e n_o è l'indice di rifrazione *ordinario*, mentre z è l'*asse ottico* con il suo n_e indice di rifrazione *straordinario*. Con ε_0 si è indicata la *permettività dielettrica* nel vuoto. Si può notare che gli indici di rifrazione sono $n_o = \sqrt{\varepsilon_x} = \sqrt{\varepsilon_y}$ e $n_e = \sqrt{\varepsilon_z}$.

I dischi di LN prodotti industrialmente possono essere tagliati ortogonalmente agli assi cristallografici x o z , definendo rispettivamente le configurazioni X-CUT o Z-CUT. In Fig. 1.1 sono riportati i valori degli indici di rifrazione n_o e n_e di LN per la lunghezza d'onda $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, con propagazione lungo y di modo TE e la configurazione X-CUT (che sarà la configurazione scelta in seguito nel progetto del divisore).

1.2.1 Effetto Pockel's

Sono numerose le proprietà di LN, di interesse sia scientifico che tecnologico, ma la proprietà principale è quella elettro-ottica che lo rende il candidato ideale per i processi di modulazione EO. La variazione *lineare* che subiscono gli indici di rifrazione quando

si applica un campo elettrostatico viene denominata *effetto Pockel's*. In Fig. 1.1 sono riportati i coefficienti elettro-ottici lineari (*coefficienti di Pockel*) nel caso di LN, i quali descrivono quantitativamente il rapporto di proporzionalità che esiste tra la variazione di indice di rifrazione indotta e il campo elettrostatico applicato.

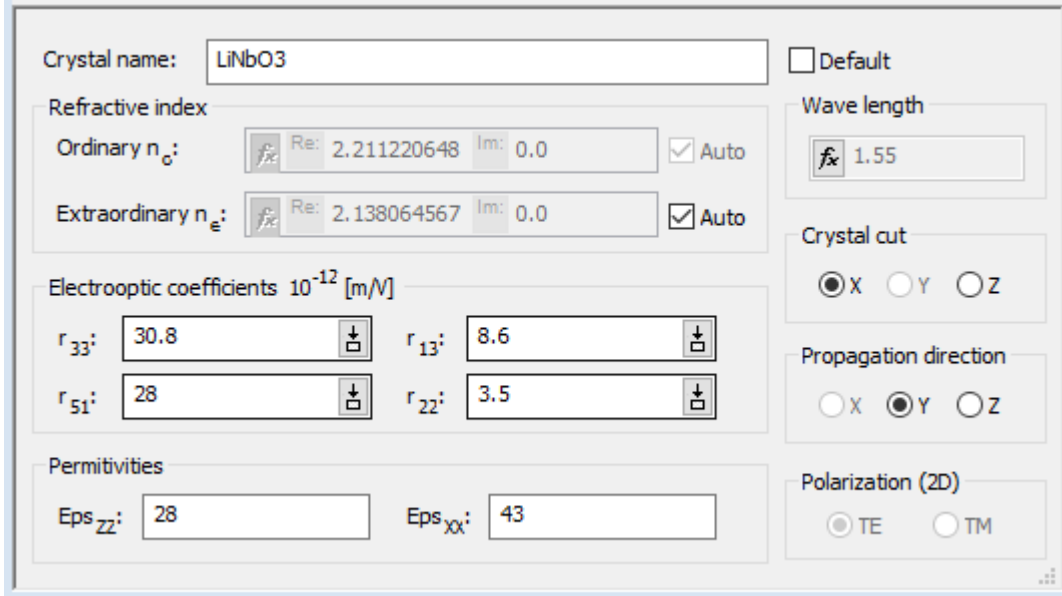


Fig. 1.1: Finestra del software OptiBPM con i parametri caratteristici di LN (indici di rifrazione, coefficienti EO) per $\lambda=1.55\mu\text{m}$ con configurazione X-CUT e modo TE.

Il niobato di litio è un cristallo *trigonale* con la simmetria del gruppo $3m$ e *uniassiale*, il tensore dei *coefficienti di Pockel* risulta [6]:

$$r_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (1.3)$$

e si può scrivere la variazione *lineare* di $1/n^2$ come:

$$\Delta\left(\frac{1}{\varepsilon_{ij}}\right) = \Delta\left(\frac{1}{n_{ij}^2}\right) = \sum_k r_{ijk} E_k \quad i, j, k = x, y, z \quad (1.4)$$

dove E_k rappresenta la componente vettoriale del campo elettrico lungo gli assi x, y, z e invece r_{ijk} rappresenta il *tensore di Pockel* di rango 3, comunemente ridotto¹ alla matrice 6×3 riportata nella (1.3), usando la notazione di Voigt. Si può ricavare dalla (1.4) un'approssimazione della variazione *lineare* Δn_{ij} come:

$$\Delta n_{ij} \approx -\frac{n_{ij}^3}{2} \sum_k r_{ijk} E_k \quad i, j, k = x, y, z \quad (1.5)$$

È stata ignorata la variazione *quadratica* dell'indice di rifrazione (detto *effetto Kerr*), perché trascurabile rispetto all' *effetto Pockel's* . Occorre dire che l' *effetto Kerr* esiste in tutti i materiali, mentre l' *effetto Pockel's* esiste solo nei materiali *non centro-simmetrici* .

L'anisotropia può essere anche descritta dalla sua rappresentazione geometrica, oltre che dalla relazione tensoriale. Si tratta dell' *ellissoide degli indici di rifrazione* , che in assenza di campo elettrico si scrive come:

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad (1.6)$$

Invece in presenza di un qualsiasi campo elettrico, l' *ellissoide* si deforma in:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_y + r_{13}E_z \right) x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_y + r_{13}E_z \right) y^2 + \\ & + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z \right) z^2 + 2r_{51}E_y yz + 2r_{51}E_x xz - 2r_{22}E_x xy = 1 \end{aligned} \quad (1.7)$$

In generale accade che, applicando un campo cambiano tutti gli elementi della matrice di permittività della (1.1) e di conseguenza si modificano anche gli assi principali. Ma nei casi di interesse pratico (in cui si usano solo le configurazioni X-CUT o Z-CUT), il campo elettrostatico E viene applicato soltanto lungo l' *asse ottico* z , per cui le sue

¹ Indici contratti: $ij=(11) \rightarrow i=1$, $ij=(22) \rightarrow i=2$, $ij=(33) \rightarrow i=3$, $ij=(23,32) \rightarrow i=4$, $ij=(31,13) \rightarrow i=5$, $ij=(21,12) \rightarrow i=6$.

componenti risultano $E_z = E_3 \neq 0$ mentre $E_x = E_1 = 0$ e $E_y = E_2 = 0$. In presenza di tale campo l'ellissoide della (1.7) si riduce dunque in:

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13} E_z\right) x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13} E_z\right) y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_z\right) z^2 = 1 \quad (1.8)$$

e la permittività dielettrica diventa [7]:

$$\varepsilon(E) = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} n_o^2 - n_o^4 r_{13} E_z & 0 & 0 \\ 0 & n_o^2 - n_o^4 r_{13} E_z & 0 \\ 0 & 0 & n_e^2 - n_e^4 r_{33} E_z \end{bmatrix} \quad (1.9)$$

da cui si evince che gli indici di rifrazione sono cambiati, mentre gli assi principali di LN sono rimasti invariati. Inoltre, essendo $r_{33} \gg r_{13}$ (vedi Fig. 1.1), allora la maggiore variazione dell'indice di rifrazione sarà lungo l'asse z : $\Delta n_{zz} = \Delta n_e = -(n_e^3/2) r_{33} E_z$.

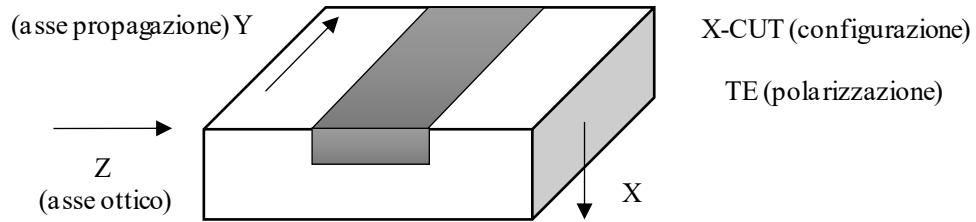


Fig. 1.2: Configurazione X-CUT per guida in LN a scambio protonico PE con modo TE.

In particolare, analizzando la configurazione X-CUT (Fig. 1.2), si può stabilire che [8]:

- l'asse ottico z è ortogonale all'asse della guida e parallelo alla superficie di LN;
- la polarizzazione della modalità ottica è TE (Trasverso Elettrica), parallela a z ;
- $n_{TE} \approx n_e$, per cui applicando un campo E_z lungo z : $\Delta n_{TE} = -(n_e^3/2) r_{33} E_z$.

1.2.2 Tecnologia a film sottile di LN

Il niobato di litio era considerato il materiale più promettente nell'ottica integrata e, nonostante le sue innumerevoli e ricercate proprietà, non si è potuto sfruttare a pieno il suo potenziale poiché penalizzato dalle tecnologie tradizionali (diffusione di Ti, scambio protonico) che ne hanno limitato lo sviluppo a causa delle dimensioni “grandi” dei dispositivi realizzabili rispetto alle richieste attuali. Altre tecnologie più evolute e moderne (disponibili in piattaforme come la *Silicon Photonics*) hanno favorito invece materiali come il silicio e i semiconduttori III-V. Ma grazie alle recenti tecnologie a *film sottile*, negli ultimi anni si sta assistendo ad un progressivo recupero di LiNbO_3 e ad una sua reale modernizzazione grazie alla possibilità di realizzare dispositivi più piccoli con i processi riportati in Fig. 1.3.

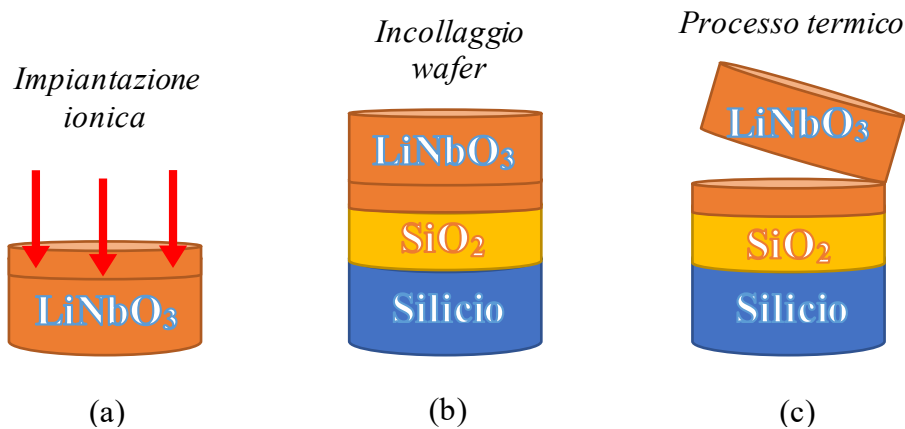


Fig. 1.3: Fabbricazione di un film sottile di LN su substrato di Si: (a) impiantazione di ioni di elio su un wafer di LN; (b) *bonding* del wafer di LN al wafer di SiO_2 e substrato di Si; (c) *heating* per esfoliare termicamente un film sottile di LN.

La prima dimostrazione dell'integrazione monolitica di *film sottile* LN su substrati di silicio è stata segnalata dai ricercatori di CREOL¹ nel 2013 [2, 9]. Questo processo di fabbricazione (illustrato in Fig. 1.3), prevede dapprima un'impiantazione di ioni di elio sul wafer di LN che viene poi incollato (*bonding*) al wafer di SiO_2 a temperatura

¹ CREOL: *Center for Research and Education in Optics and Lasers* dell'*University of Central Florida*, Stati Uniti.

ambiente, per poi essere sottoposto a cottura (*heating*) a 200 °C; il processo termico serve sia per tagliare il wafer di LN nella posizione di picco degli ioni impiantati che per migliorare il legame ottenuto. Si ottengono in questo modo *film sottili* (400÷600nm) di LN legati a wafer di SiO₂ (2µm) su substrato di silicio (≈700µm). Questa nuova tecnologia ha riaperto l'interesse per i nuovi dispositivi miniaturizzati in niobato di litio, capaci di recuperare circa un ordine di grandezza (per dimensioni e raggi di curvatura) rispetto ai convenzionali modulatori EO con tecnologia tradizionale Ti:LN o PE:LN.

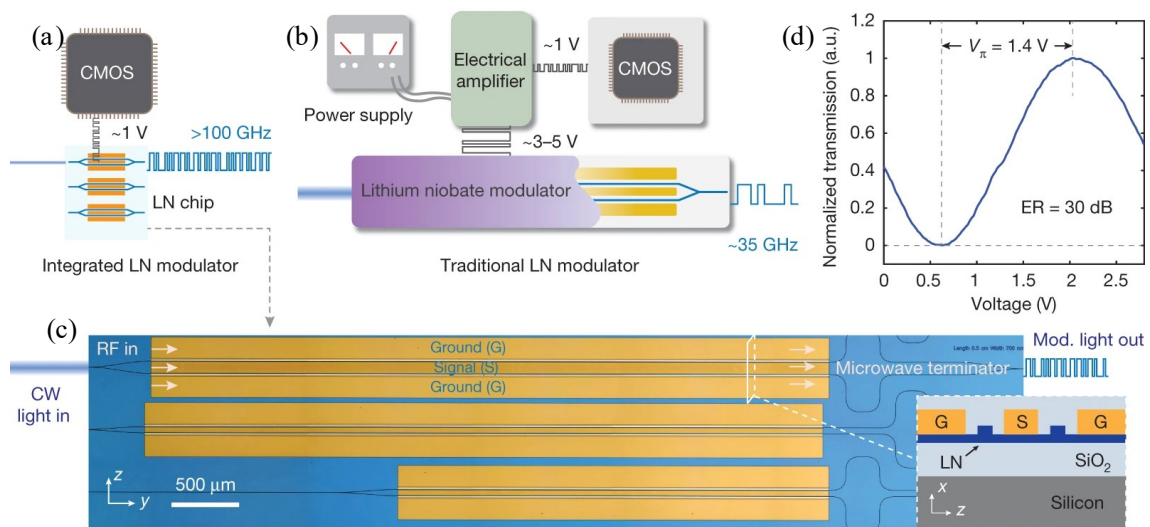


Fig. 1.4: Modulatori nanofotonici al niobato di litio compatibili con le tensioni di azionamento CMOS: (a-b) Confronto schematico delle configurazioni di trasmissione dati per modulatori LN integrati (a) e tradizionali (b); (c) Immagine al microscopio del chip fabbricato composto da tre modulatori Mach-Zehnder di diversa larghezza della linea del segnale a microonde e varie lunghezze del dispositivo (con un ingrandimento della sezione trasversale nella quale è raffigurato il film sottile e le guide *rib* di LN in X-CUT); (d) Trasmissione ottica normalizzata di un dispositivo da 20 mm in funzione della tensione applicata: bassa tensione a semionda di 1,4 V e rapporto di estinzione di 30 dB [11]. Riprodotto con permesso. Copyright © 2018, Nature Publishing Group.

L'integrazione con substrato di silicio ha aperto le porte della fotonica al niobato di litio, consentendo di sfruttare meglio le sue eccellenti proprietà elettro-ottiche e non lineari. Infatti, grazie al maggiore contrasto di indice tra LN e SiO₂ (che permette un miglior confinamento del campo e una minor dimensione modale), in un modulatore elettro-ottico (EOM) le guide sono più piccole e vicine e quindi può essere ridotta la distanza tra gli

elettrodi migliorando l'efficienza elettro-ottica. I coefficienti EO restano alti e la tensione di pilotaggio si abbassa. Tutti i parametri vengono ottimizzati: minori consumi, migliori prestazioni e perdite ottiche inferiori.

Nel frattempo, questa tecnologia continua ad evolversi, anche grazie a nuove tecniche litografiche che risolvono il problema dell'incisione a secco di LN; ed altre possibilità si stanno generando, come quella di trovare anche soluzioni ibride con guide in silicio [10]. Allo stato dell'arte sono già stati presentati EOM in niobato di litio integrati monoliticamente ad elevate prestazioni e direttamente pilotati da un circuito CMOS; come nella Fig. 1.4 [11] dove si è voluto riportare un esempio di questi attuali modulatori nanofotonici in LN compatibili con le tensioni di azionamento CMOS e *a guida diretta*, con larghezze di banda elevate maggiori di 100GHz, confrontati con modulatori tradizionali che richiedono amplificatori (driver) che aumentano le dimensioni degli ingombri e i consumi e con ridotte larghezze di banda di circa 35 GHz (Fig. 1.4.a-b). Nell'immagine al microscopio (Fig. 1.4.c) sono presenti tre modulatori Mach-Zehnder di diversa larghezza della linea del segnale a microonde e varie lunghezze del dispositivo (con annesso un ingrandimento della sezione trasversale nella quale è raffigurato il *film sottile* e le guide *rib* di LN in X-CUT); la Fig. 1.4.d mostra invece il grafico della trasmissione ottica normalizzata nel caso di un dispositivo da 20mm (con una bassa tensione a semionda di 1,4 V e rapporto di estinzione di 30 dB).

1.3 Scambio protonico in LiNbO₃

Lo scambio protonico è una tecnologia semplice, affidabile e a basso costo, che tradizionalmente è stata utilizzata per creare delle guide d'onda interamente PE su *bulk* di LiNbO₃ e questo comporta dei tempi di preparazioni lunghi ed alte temperature impiegate nel processo, oltre che l'inconveniente di causare perdite elevate nelle guide.

In questo progetto invece, verrà utilizzata una tecnica rapida (*"fast" proton exchange*), piuttosto recente [4, 12] e differente da quella convenzionale sia per i tempi di preparazione (più brevi) e le temperature (più basse), che per il tipo di guide create (solo parzialmente PE).

Nello scambio protonico classico, il substrato di niobato di litio viene immerso per un paio d'ore in una soluzione acida, solitamente acido benzoico o toluico, che funge da sorgente di protoni. In questo bagno acido alla temperatura di $150\div 300$ °C, accade che i protoni H^+ del fuso acido diffondono nel cristallo e si scambiano con gli ioni di litio Li^+ , che al contrario migrano nella soluzione. Si tratta di uno *scambio ionico* in un rapporto 1:1, dove una frazione x di ioni Li^+ viene sostituita dai protoni H^+ , ottenendo in tal modo un composto nella forma $H_xLi_{(1-x)}NbO_3$. Questo genera sullo strato superficiale del cristallo modificato dal processo un aumento dell'indice di rifrazione straordinario n_e (e una diminuzione di quello ordinario n_o), che può essere utilizzato come una guida d'onda (detta guida PE), con un salto di indice di rifrazione straordinario $\Delta n_e \approx 0.08$, mentre quello ordinario risulta in modulo circa un terzo $\Delta n_o \approx -1/3 \Delta n_e$. Lo scambio protonico può avvenire soltanto attraverso le superfici di taglio x e z di LN (essendo quelle di taglio y danneggiate dal processo), per cui le guide PE possono essere usate solo per guidare i modi TM (Trasverso Magnetico) in configurazione Z-CUT oppure i modi TE in X-CUT. Il profilo di indice che si ottiene è praticamente un *profilo a gradino (step)* con un salto Δn_e pressoché costante, che è dato da [13]:

$$\Delta n_e = \beta [1 - \exp(-\gamma x^\delta)] \quad (1.10)$$

dove le costanti $\beta = 0.1317$, $\gamma = 3.4576$, $\delta = 1.75$ sono state ricavate dal *fitting* dei dati sperimentali, mentre x è la concentrazione frazionaria H^+ normalizzata. Un altro parametro importante che caratterizza la guida ottenuta dal processo PE è la profondità di diffusione D_y che si può scrivere come [14, 15]:

$$D_y = \sqrt{t D_0 \exp(-Q/RT)} \quad (1.11)$$

dove le variabili sono il tempo t di esposizione alla sorgente protonica e la temperatura T a cui avviene il processo; mentre $D_0 = 7.02 \cdot 10^7$ $\mu m^2/h$ è la costante di diffusione, $Q = 75.58$ kJ/mol è l'energia di attivazione ed R è la costante universale dei gas.

Questo modello del processo PE in LN, essendo implementato sul software OptiBPM, ha permesso di simulare lo scambio protonico agendo sulle variabili di ingresso (tempo di durata, temperatura, sorgente acida) per determinare la profondità D_y (come si può vedere dalla Fig. 1.5).

1.3.1 Tecnica “fast” proton exchange

Le guide PE *convenzionali* hanno un buon confinamento ottico grazie ad un alto contrasto di indice, sono profonde e racchiudono tutto il campo al loro interno. Purtroppo, hanno gravi perdite di propagazione di oltre 11dB/cm [16] ed una riduzione dei coefficienti elettro-ottici e non lineari.

The screenshot shows the OptiBPM software interface for configuring a proton exchange process. The window is titled 'Proton Exchange' and includes several sections for parameter setting:

- Profile name:** Proton Exchange
- Annealing process:** Radio buttons for 'No' (selected) and 'Yes'. A 'Parameters...' button is next to 'Yes'.
- Proton source:** Radio buttons for 'Toluic acid', 'Benzoic acid' (selected), and 'User source'.
- Process parameters:**
 - Time [hours]: 0.073
 - Temperature [°C]: 200.0
- Exchange:**
 - Diff. constant [$\mu\text{m}^2/\text{h}$]: 7360000000
 - Activat. energy [KJ/mol]: 94.000000
- Diffusion depth before annealing:** 0.150132 (with an 'Auto' checkbox).
- Maximum refractive index change on the surface:** 0.084586 (with an 'Auto' checkbox).
- Normalized H+ fractional concentration:** 0.5

Fig. 1.5: Finestra del software OptiBPM con i valori settati/implementati per la simulazione di uno scambio protonico (tempo, temperatura, sorgente di protoni e concentrazione frazionaria H^+ normalizzata).

Per ovviare a questo problema, in questo progetto si è fatto uso di guide d’onda PE *non convenzionali*, con uno spessore di PE ($0.15\mu\text{m}$) notevolmente ridotto rispetto alle guide classiche, su di un *film sottile* di LN ($0.5\mu\text{m}$), ottenute tramite un “fast” proton exchange, ovvero con un tempo brevissimo di scambio protonico ($\approx 4\text{min}$)

e a bassa temperatura (200°C). Come si vede dai valori ottenuti dalla simulazione in Fig.1.5, il salto di indice di rifrazione risulta $\Delta n_e=0.08$.

Si realizzano in questo modo delle guide d'onda formate da una piccola regione superficiale PE che ha la solita funzione di guidare il campo ottico, ma con anche uno strato sottostante di LN che funge anch'esso da guida (nel mezzo dei due strati di SiO₂). Nello strato di niobato di litio è confinato quasi tutto il campo ottico (come verrà mostrato nel capitolo successivo). Questa tipo di guida PE (Fig.1.6d) permette di ridurre drasticamente le perdite ottiche fino a 0.2dB/cm [3].

Utilizzando opportune maschere (film metallici Cr, *photoresist*) sullo strato di LN in fase di scambio protonico, si possono realizzare *guide straordinarie* PE con layout ottici, anche complessi. Un esempio di tecnica di fabbricazione [12] è stata illustrata con le varie fasi in Fig. 1.6, la quale consta di una prima fase (a) in cui viene depositato un film di cromo sul wafer di LN e successivamente (b) viene applicato il *photoresist* tramite tecniche litografiche per disegnare i canali PE; poi segue una fase (c) in cui avviene l'attacco a umido (*wet etching*) di Cr esposto e rimozione dopo del *photoresist* ed infine (d) il processo vero e proprio di scambio protonico in immersione nell'acido benzoico.

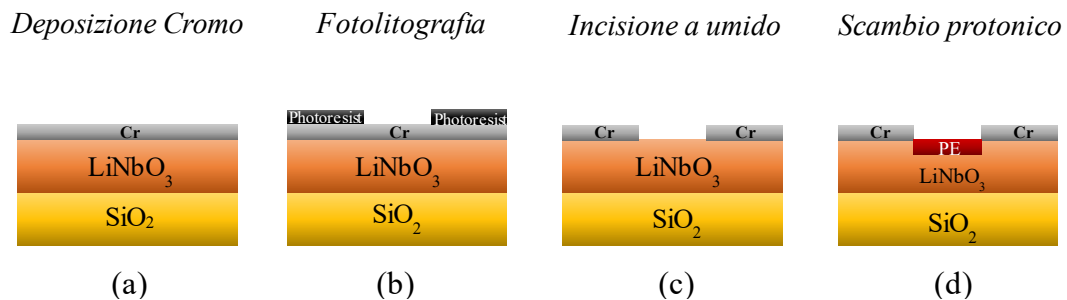


Fig. 1.6: Tecnica di fabbricazione di guide PE in LN: (a) deposizione film di Cromo sul wafer di LN; (b) fotolitografia per applicare la maschera di photoresist; (c) *wet etching* di Cr e rimozione del photoresist; (d) *proton exchange* nella regione di LN senza rivestimento.

Le guide PE, così realizzate, sono quelle che saranno utilizzate successivamente nel progetto del divisore, consentendo di migliorare quasi tutti i parametri rispetto alle giunzioni ad Y formate con guide tradizionali in Ti:LN.

1.3.2 Scambio protonico vs diffusione di titanio

Tecnologie classiche, come la diffusione di Ti, vengono qui a volte citate come punto di riferimento per evidenziare i miglioramenti che si ottengono con l'uso delle guide PE. Nella Tabella 1.2 sono state classificate e quantificate numericamente le principali differenze che esistono. Da notare che la tecnologia PE confrontata è quella “fast” proton exchange descritta finora (e denominata “fast” per distinguerla da quella PE convenzionale).

Tabella 1.2 PE:LN vs Ti:LN

Parametri	PE:LN	Ti:LN
Δn_e	≈ 0.08	≈ 0.02
Δn_o	< 0	> 0
Profilo guida	rettangolare	gaussiano
Larghezza guida	$1 \div 3 \mu\text{m}$	$5 \div 7 \mu\text{m}$
Spessore guida	$0.4 \div 0.6 \mu\text{m}$	$4 \div 5 \mu\text{m}$
Interasse di Y	$\approx 12 \mu\text{m}$	$\approx 23 \mu\text{m}$
Lunghezza di Y	$\approx 600 \mu\text{m}$	$\approx 2100 \mu\text{m}$
Angolo di diramazione	$0.5 \div 3^\circ$	$0.2 \div 0.3^\circ$
Raggio di curvatura	$< 10^4$	$\approx 10^5$
Riduzione coefficienti EO	si	no
Perdite di propagazione	0.2dB/cm	≈ 0

Questa tecnologia è stata utilizzata per realizzare tutte le guide d'onda della giunzione a Y e si è potuto verificare che il vantaggio principale è stato quello di disporre di un salto di indice $\Delta n_e \approx 0.08$, circa quattro volte maggiore delle guide Ti-diffused.

Il maggior salto di indice ha avuto come effetto un maggior confinamento del campo ottico, migliorando la trasmissione in quanto si sono ridotte le perdite per conversione

modale (*cross-talk*). Si è potuto quindi ridurre l'interasse tra le guide di uscita della giunzione a Y, agevolando l'accoppiamento con il segnale di modulazione. Ma soprattutto, è stato possibile aumentare l'angolo di diramazione, solitamente molto piccolo nelle guide in diffusione di Ti, il quale impedisce di ridurre la lunghezza del divisore, rendendone praticamente impossibile la miniaturizzazione.

Un altro parametro importante per consentire l'integrazione è lo spessore della guida, il quale risulta piuttosto difficile da diminuire nella Ti:LN, in quanto il titanio deve diffondere su un'area abbastanza grande del *bulk* (LN) per consentire un sufficiente confinamento del campo (nonostante il basso salto di indice $\Delta n_e \approx 0.02$). Il suo profilo gaussiano ha solo il vantaggio di ridurre le perdite ottiche (*scattering*), a scapito di una maggiore dimensione. Invece il profilo *a step* delle guide PE tiene ben confinato il campo, permettendoci di recuperare circa un ordine di grandezza di *thickness*.

Le guide PE:LN sono molto più sottili, anche sommando lo strato LN. Si hanno solitamente spessori di $0.4 \div 0.6 \mu\text{m}$, come si vede in Tabella 1.2.

II CAPITOLO

Modellizzazione di una guida in film sottile di LiNbO_3 con regione PE

2.1 Introduzione

La guida d'onda è l'elemento principale di un PIC. Essa non è solo un elemento di connessione tra i vari componenti del circuito ottico, come lo sono le connessioni metalliche nei chip elettronici, ma è anche l'elemento costituente del componente stesso, in quanto ne determina le prestazioni e ne può modificare le funzionalità.

In questo progetto tutte le analisi, simulazioni e grafici saranno riferite alla configurazione X-CUT del niobato di litio, con propagazione di modo TE lungo l'asse y . D'ora in poi gli assi di riferimento riportati nei grafici, per non creare ambiguità, saranno indicati in modo diverso: l'asse di propagazione verrà indicato con z (invece che y come è stato fatto precedentemente in Fig.1.2) e la sezione trasversale con gli assi x, y .

2.2 Profilo della guida d'onda

Il principio fondamentale per realizzare una guida ottica all'interno di una struttura planare è quello di creare un aumento locale dell'indice di rifrazione in una regione della struttura chiamata *core*, rispetto ad un'altra più esterna denominata *cladding*, con lo scopo di confinare il campo ottico all'interno del *core*. Come è stato già anticipato nel capitolo precedente, la tecnologia scelta per realizzare le guide della giunzione a Y qui progettata è lo scambio protonico (con tecnica "fast").

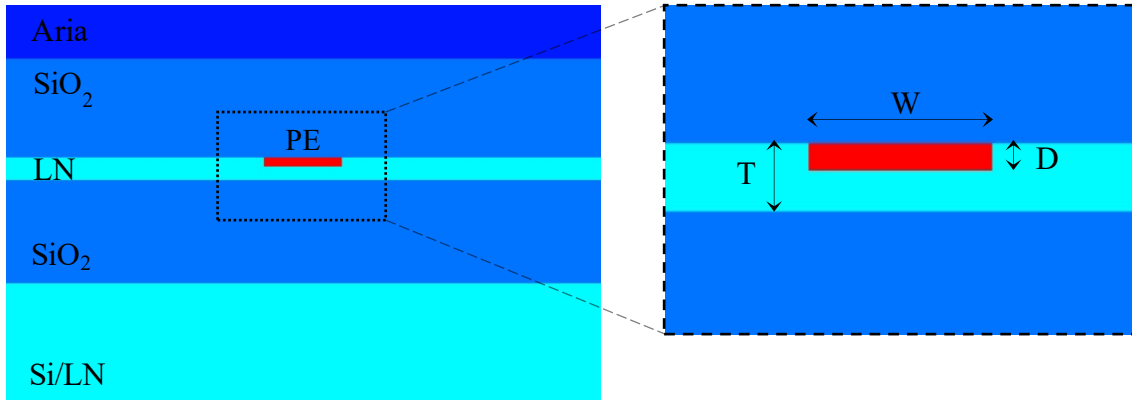


Fig. 2.1: Profilo trasversale della guida d'onda PE (con *depth* D e *width* W) su film sottile di LN (con *thickness* T); BOX di SiO₂ e substrato di Si/LN (rispettivamente SOI/LNOI).

La struttura planare che si vuole utilizzare è costituita da un wafer con un substrato di Si (solitamente $\approx 700\mu\text{m}$) che nella piattaforma LNOI è sostituito da LN ($\approx 500\mu\text{m}$), al di sopra del quale è presente il BOX di SiO₂ (con spessore di $2\mu\text{m}$, piuttosto comune in commercio). Tra il BOX ed un altro strato di rivestimento SiO₂ ($2\mu\text{m}$), si trova nel mezzo il film di LiNbO₃ di spessore T, nel quale è realizzata la guida PE di profondità D e larghezza W. In Fig. 2.1 è stata illustrata la sezione trasversale della struttura appena descritta.

Tabella 2.1 Indici di rifrazione dei materiali e dati iniziali ($\lambda=1.55\mu\text{m}$)

Materiale	spessore	n_e	n_o
PE	$0.15\mu\text{m}$ (D)	2.218	2.161
LN	$0.5\mu\text{m}$ (T)	2.138	2.211
SiO ₂	$2\mu\text{m}$	1.46	1.46

Gli indici di rifrazione dei materiali sono stati riportati nella Tabella 2.1. L'indice di rifrazione straordinario di LN e di PE sono rispettivamente $n_e=2.138$ e 2.218 , ed il loro salto di indice è $\Delta n_e=0.08$ (ricavato dalla simulazione nel capitolo precedente, Fig. 1.5).

Invece l'indice di rifrazione ordinario in regione PE si riduce, generando un contrasto $\Delta n_o = -0.05$.

Si può notare che esiste un ancora più elevato contrasto di indice tra LN e SiO₂, infatti si ricava che $\Delta n \approx 0.7$, grazie al quale il campo risulta fortemente guidato verticalmente nello strato LN rispetto ai due strati di SiO₂ confinanti. In Fig. 2.2 possiamo osservare gli andamenti dei profili degli indici di rifrazione in entrambe le proiezioni, sia verticale lungo l'asse y (Fig. 2.2.a) che orizzontale lungo l'asse x (Fig. 2.2.b). Essi sono entrambi delle *funzioni a gradino* avente come massimo il valore dell'indice di PE.

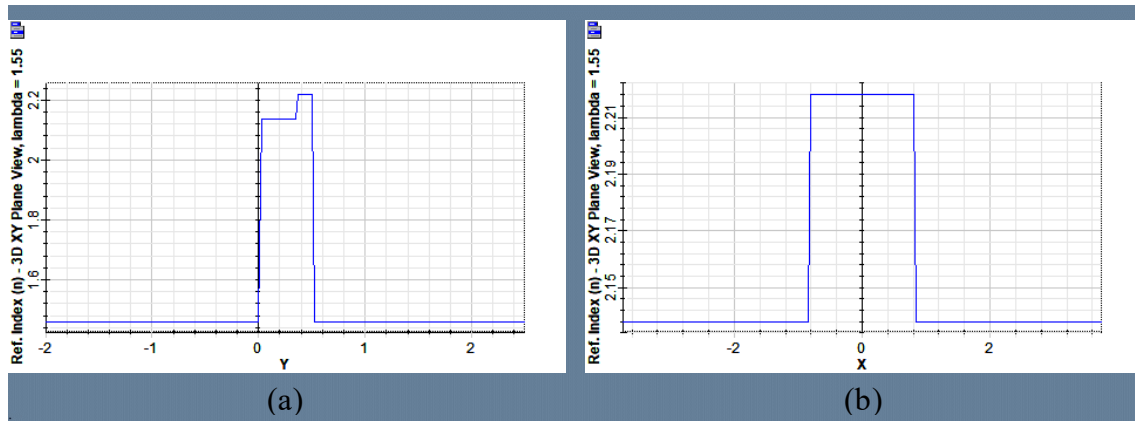


Fig. 2.2: Profili degli indici di rifrazione: (a) lungo l'asse y , (b) lungo l'asse x ($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$).

Lo spessore (*thickness*) di LN e la profondità (*depth*) del canale PE sono stati fissati rispettivamente come $T = 0.5 \mu\text{m}$ e $D = 0.15 \mu\text{m}$. Nella configurazione X-CUT di LN (qui utilizzata) per $T < 0.6 \mu\text{m}$ è garantita la condizione di monomodalità con *modo fondamentale* TE_{00} e le perdite di dispersione risultano nulle [3, 5].

Da osservare che nel modello della guida utilizzato per le simulazioni la *diffusione laterale* D_x (relativa al processo di scambio protonico) è stata trascurata, in quanto la larghezza W della regione PE è molto più grande della sua profondità D ($W \gg D$ e $W \approx W + D_x$). Per cui il canale PE è stato modellizzato con un profilo praticamente rettangolare, avente larghezza W e con uno spessore D minimizzato per ridurre le perdite di propagazione introdotte dallo scambio protonico.

Le analisi modali e l'ottimizzazione dei parametri della guida sono state svolte col risolutore di modalità di OptiBPM, utilizzando il *metodo delle differenze finite* (FD).

Si tratta di un metodo numerico che permette un progetto più accurato rispetto ad altre tecniche semi-analitiche come il metodo dell'indice di rifrazione efficace (ERI) o il metodo di Marcatili [17, 18].

In Fig. 2.3 si è rappresentato l'andamento dell'indice efficace del modo fondamentale n_{TE00} e quello del primo modo superiore TE_{10} al variare di $W=1 \div 5 \mu\text{m}$. L'indice efficace aumenta al crescere della larghezza W . Si può constatare che la guida d'onda PE con $D=0.15 \mu\text{m}$ resta *singolo-modo* fino alla larghezza di taglio (*cut-off*) di circa $W \approx 3 \mu\text{m}$, dopodiché viene eccitato anche il primo modo superiore. In questo caso occorre scegliere W in modo che si rispetti la condizione di monomodalità, perché si vuole prevenire la conseguente distorsione del segnale in trasmissione.

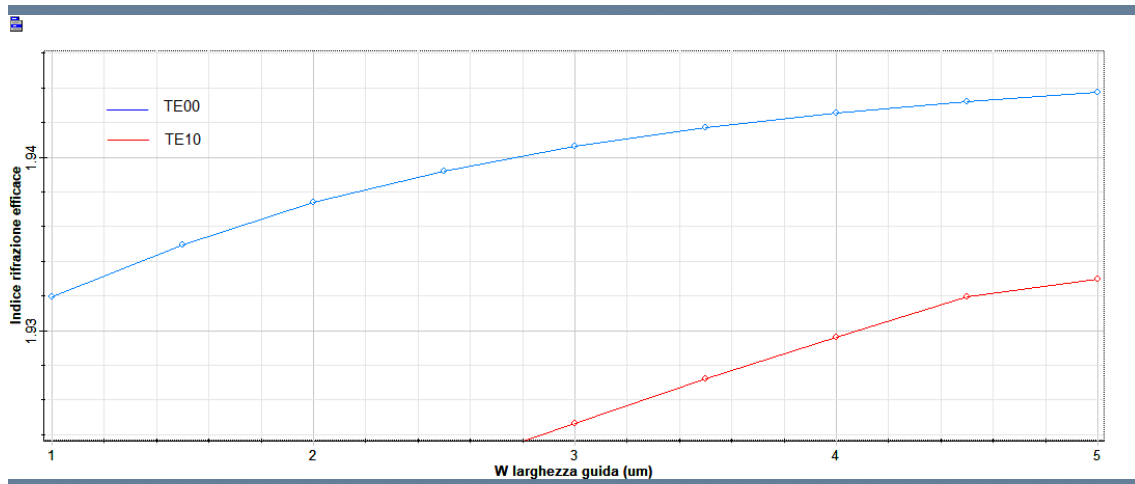


Fig. 2.3: Andamento dell'indice efficace dei primi due modi in funzione della larghezza $W=1 \div 5 \mu\text{m}$ del canale PE avente profondità $D=0.15 \mu\text{m}$, per lunghezza d'onda $\lambda=1.55 \mu\text{m}$.

Per i valori di $W=1 \div 5 \mu\text{m}$ è stato simulato il campo modale presente nella guida. Come si può vedere in Fig. 2.4, il campo ottico si distribuisce in maggior parte nello strato LN ed in piccola parte nella regione PE, per poi estinguersi rapidamente nello strato di *cladding* SiO_2 . Si è cercato di individuare il valore di W che minimizzasse la frazione di campo presente in PE (per non apportare perdite e degrado dei coefficienti elettro-ottici), ma allo stesso tempo che massimizzasse il *fattore di confinamento* ottico e riducesse la dimensione del modo TE_{00} . Si è visto che, all'aumentare della larghezza W , la dimensione del modo non segue un andamento monotono come ci si aspetterebbe.

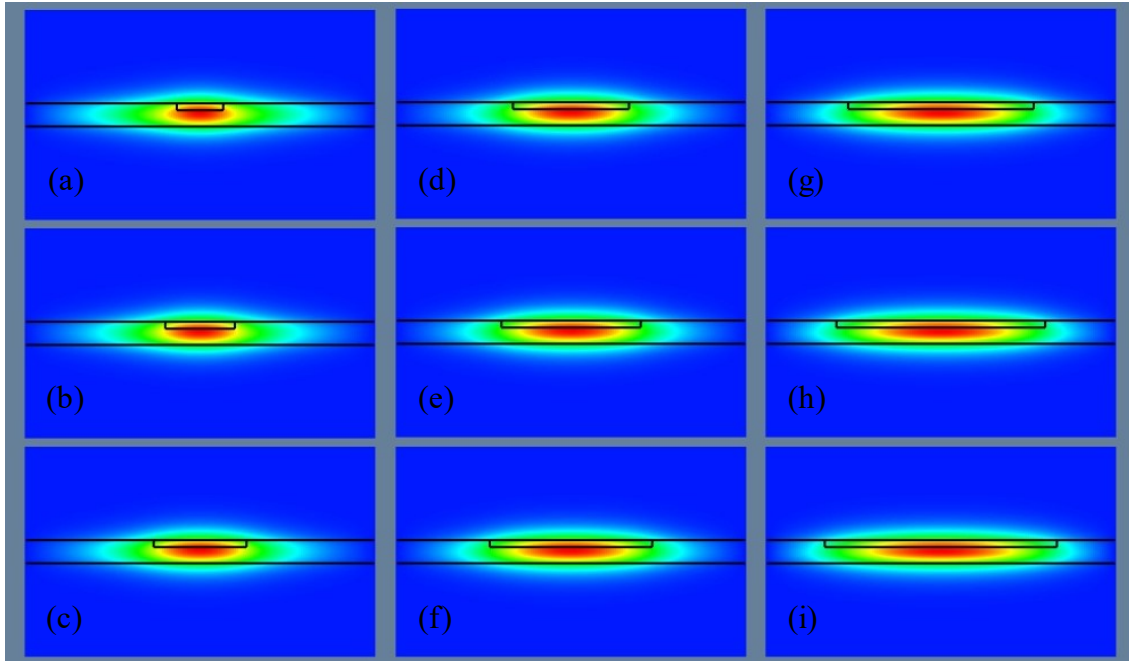


Fig. 2.4: Simulazioni del modo fondamentale TE_{00} al variare della larghezza $W=1\div 5\mu\text{m}$ per $\lambda=1.55\mu\text{m}$; (a) $W=1\mu\text{m}$, (b) $W=1.5\mu\text{m}$, (c) $W=2\mu\text{m}$, (d) $W=2.5\mu\text{m}$, (e) $W=3\mu\text{m}$, (f) $W=3.5\mu\text{m}$, (g) $W=4\mu\text{m}$, (h) $W=4.5\mu\text{m}$, (i) $W=5\mu\text{m}$.

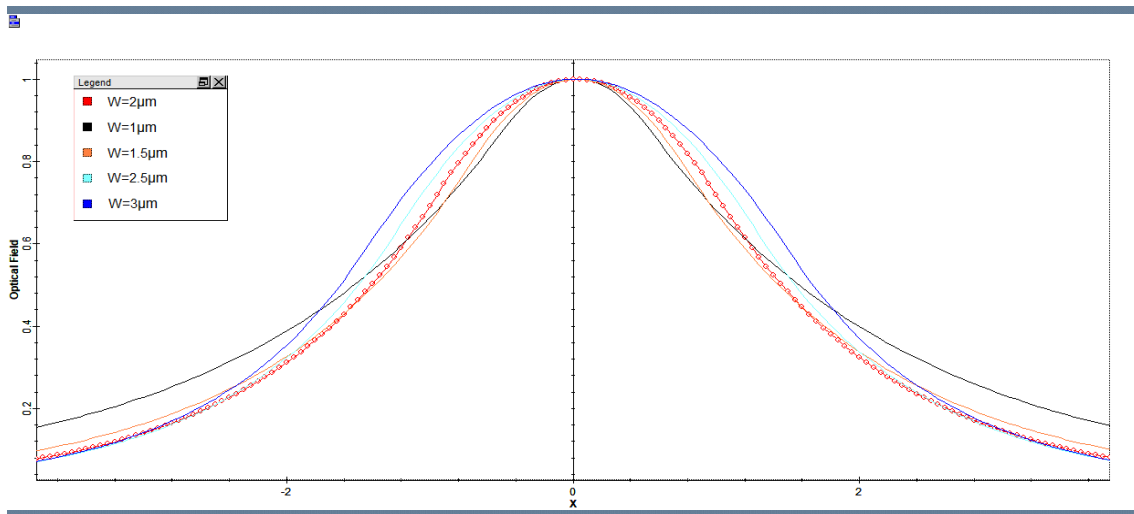


Fig. 2.5: Distribuzione del modo TE_{00} al variare della larghezza di PE ($W=1\div 3\mu\text{m}$); la dimensione del modo raggiunge un minimo per $W\approx 2\mu\text{m}$ ($\lambda=1.55\mu\text{m}$).

La dimensione del modo dapprima si riduce, raggiungendo un minimo intorno al valore di $W\approx 2\mu\text{m}$ e poi inizia a crescere man mano che si allarga l'area della regione PE.

In Fig. 2.5 si può notare come la distribuzione del modo TE_{00} si restringe fino al caso di $W=2\mu\text{m}$ e poi tende ad allargarsi al crescere della larghezza di PE. Questo accade perché l'aumento iniziale dell'indice efficace provoca un maggior confinamento del campo. Si può infatti dimostrare che l'indice efficace è di fatto una media pesata degli indici del *core* e del *cladding*, i cui pesi dipendono dalla frazione di potenza che si propaga in entrambe le regioni [19].

Il valore di W (che teneva conto di questi fattori) è stato fissato a $W=1.6\mu\text{m}$. Ne deriva che per tale valore di PE, la guida è *singolo-modo* e l'indice efficace di TE_{00} risulta $n_{TE00}=1.935$ per $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

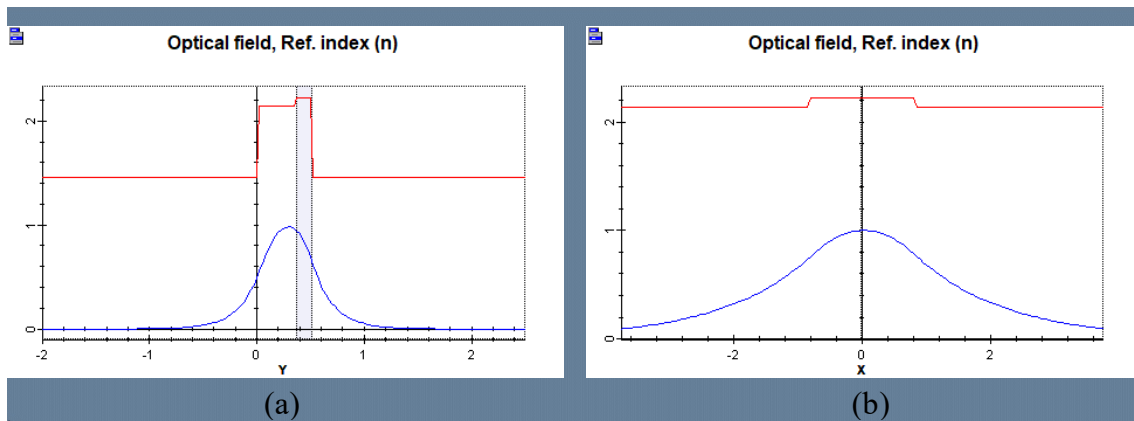


Fig. 2.6: Ampiezza normalizzata del campo ottico (tratto blu) e indice di rifrazione (tratto rosso) con $W=1.6\mu\text{m}$, $D=0.15\mu\text{m}$, $T=0.5\mu\text{m}$ e per $\lambda=1.55\mu\text{m}$; (a) sezione verticale in cui è stata evidenziata la regione PE (b) sezione orizzontale.

Il *fattore di confinamento* ottico calcolato è di circa 85%. La potenza ottica che scorre in LN è $\approx 70\%$ e meno del 15% attraversa il canale PE, permettendo di ridurre al minimo le perdite di propagazione altrimenti troppo elevate nella regione di scambio protonico.

L'ampiezza del campo ottico nella guida LN con canale PE con i valori ottimizzati, è stata rappresentata in Fig. 2.6 (sia in sezione verticale che orizzontale). Il picco d'ampiezza del campo è nello strato LN senza PE, nel quale è quasi tutto confinato. Come si può vedere esso risulta fortemente guidato, condizione indispensabile per ridurre i raggi di curvatura e le perdite di diramazione della giunzione a Y che si andrà a progettare. Ovviamente la dimensione della regione PE regolerà il confinamento orizzontale del campo, invece il salto di indice tra il film LN e SiO_2 inciderà sul confinamento verticale.

Nella mappa 3D del campo ottico in Fig. 2.7(b) si evidenzia tutta la sua distribuzione, per il valore ottimizzato di $W=1.6\mu\text{m}$ e $\lambda=1.55\mu\text{m}$. Nella Fig. 2.7(a) è stata riportata la sezione trasversale della guida con i valori ottimizzati $W=1.6\mu\text{m}$, $D=0.15\mu\text{m}$ e $T=0.5\mu\text{m}$, che verranno utilizzati nelle simulazioni successive per il progetto del divisore di potenza.

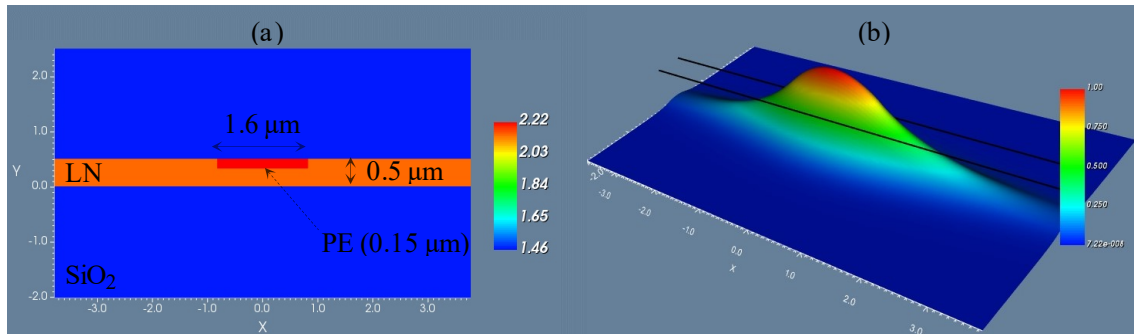


Fig. 2.7: (a) Sezione trasversale della guida con i valori ottimizzati $W=1.6\mu\text{m}$, $D=0.15\mu\text{m}$, $T=0.5\mu\text{m}$ (b) Ampiezza normalizzata del campo in 3D per valori ottimizzati e $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

Da precisare che finora è stata utilizzata la notazione del modo TE, nonostante non sia un modo *trasverso elettrico* “puro”. Infatti, nelle guide d’onda a canale o sepolte (*buried*) a causa del confinamento in entrambe le direzioni trasverse, accade che tutte le componenti del campo (sia elettrico che magnetico) siano non nulle. Tuttavia, esiste sempre una componente trasversa *dominante* rispetto a quella trasversa secondaria e a quella longitudinale. Per tale ragione vengono considerati dei modi *ibridi* e di solito indicati come modi q-TE (*quasi* trasverso elettrico) per distinguerli dai comuni TE [19].

2.3 Analisi delle guide accoppiate

Nel paragrafo precedente è stata disegnata la guida d’onda in LN con canale PE e si sono ottimizzati i suoi parametri tecnologici. Ora si cercherà di stabilire la distanza minima di separazione tra due guide uguali e parallele, evitando di generare *cross-talk* modale. Tale valore di separazione servirà per fissare l’interasse della giunzione a Y che si andrà successivamente a progettare, perché ridurre l’interasse significa migliorare l’eventuale accoppiamento con il segnale di modulazione e non solo.

2.3.1 Cross-talk modale

Si può intuire facilmente che, ponendo due guide d'onda parallele ad una distanza sufficientemente piccola, si generi una perturbazione tra i modi guidati presenti nelle guide, definito solitamente *cross-talk* o *accoppiamento modale*, che è alla base della *teoria dei modi accoppiati*. Dal punto di vista pratico questo può generare un vero e proprio trasferimento/scambio di potenza tra i modi guidati nelle due guide. Questo effetto può essere considerato positivo, come nel caso di accoppiamento tra modi co-propaganti che viene sfruttato vantaggiosamente dagli *accoppiatori direzionali*; questi, ad esempio, possono essere utilizzati anche come divisori di potenza, nei quali si sceglie appositamente una coppia di guide (di una precisa lunghezza e ad una certa distanza) per indurre un accoppiamento e cioè permettere che parte della potenza in ingresso da una guida si trasferisca in uscita all'altra guida, parzialmente o anche totalmente.

In Fig. 2.8 è stato simulato l'effetto dell'accoppiamento modale tra le guide qui progettate, ponendole ad una distanza abbastanza piccola ($\approx 4\mu\text{m}$) da innescare il suddetto trasferimento (parziale) di potenza dalla *guida 1* (con TE_{00} in input) alla *guida 2*.

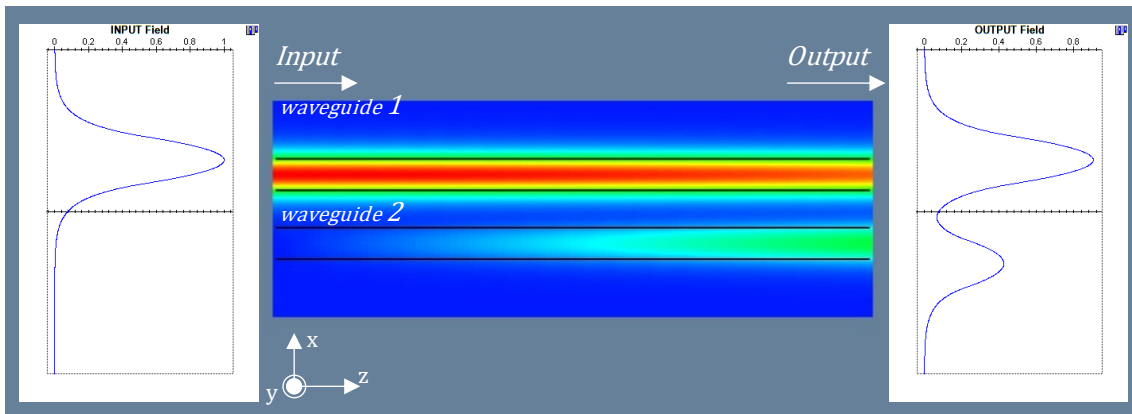


Fig. 2.8: Esempio di accoppiamento modale nelle guide poste a piccola distanza ($\approx 4\mu\text{m}$), con TE_{00} in input nella *guida 1* e trasferimento (parziale) di potenza in *guida 2* ($\lambda=1.55\mu\text{m}$).

Ma l'accoppiamento modale può anche essere negativo, come nel caso della giunzione a Y, in cui si cerca di evitare il *cross-talk* e di disaccoppiare le due guide dopo l'avvenuta biforcazione iniziale nella *regione di transizione* e dopo il progressivo allontanamento fino a sufficiente distanza.

2.3.2 Teoria dei modi accoppiati

La *teoria dei modi accoppiati* [19] si avvale di alcune ipotesi semplificative, come quella di trascurare i modi *irradianti* e considerare che le perturbazioni siano piccole, oltre che ritenere le funzioni di forma e le costanti di propagazione invariate lungo la direzione longitudinale z e che solo i coefficienti di ampiezza dipendano dal valore di z .

Rispetto alla guida singola, ponendo una seconda guida parallela, si deve prendere in esame una nuova struttura che comprenderà entrambe, invariante lungo z e caratterizzata da un proprio insieme di modi detti *supermodi* (*pari e dispari*). In generale i *supermodi* guidati della nuova struttura sono quindi differenti da quelli delle singole guide, ma nel caso di *debole accoppiamento* si può semplificare esprimendo il campo della struttura complessiva come una *combinazione lineare* dei campi sostenuti singolarmente dalle due guide. Questa approssimazione è accettabile nella misura in cui ciascuna guida non perturba in modo significativo l'altra, come nel caso qui in esame in cui si vuole porre le due guide ad una distanza sufficiente da evitarlo.

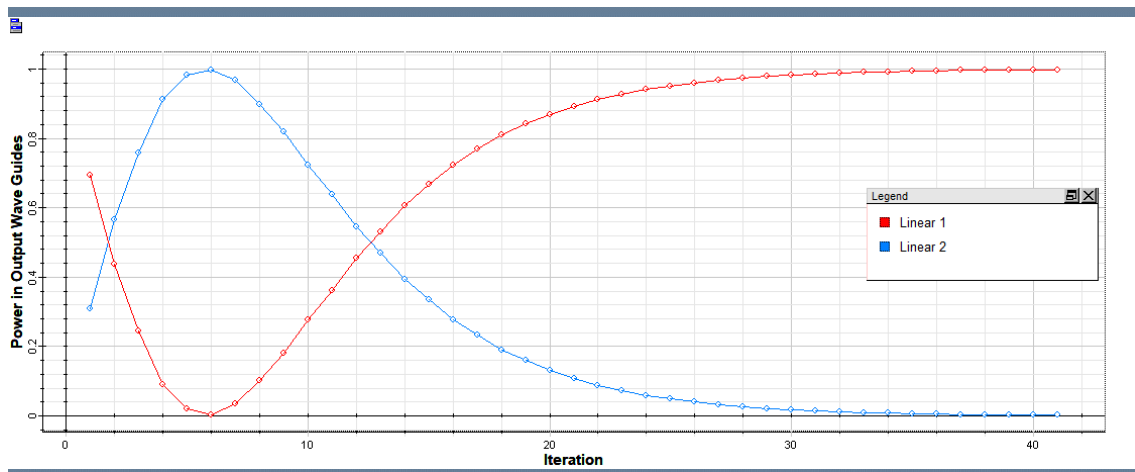


Fig. 2.9: Report iterazioni: potenze di uscita sulle due guide accoppiate al variare della distanza S con potenza in ingresso solo sulla guida 1 (tratto rosso); per circa $S > 4\mu\text{m}$ (iterazione #20) la potenza di uscita sulla guida 1 tende asintoticamente al suo valore normalizzato (senza trasferimento di potenza nella guida 2).

Inoltre, senza inoltrarsi nel caso generale ma occupandosi solo del caso particolare in questione, c'è da aggiungere la condizione che le guide sono *singolo-modo* e poi che

essendo anche due guide uguali, la condizione detta di *sincronismo* o *phase matching* (adattamento in fase) è sempre verificata a qualunque frequenza (cioè le due costanti di propagazione dei modi nelle guide sono le stesse). In presenza di queste due condizioni, se viene fornita in ingresso una potenza ad una sola guida (come in Fig. 2.8) indicata con $P_0 = P_1(z = 0)$ allora si possono ricavare [20] le potenze in uscita $P_1(z)$ e $P_2(z)$ delle due guide:

$$P_1(z) = P_0 \cos^2(Kz) \quad (2.1)$$

$$P_2(z) = P_0 \sin^2(Kz) \quad (2.2)$$

dove con K è stato indicato il *coefficiente di accoppiamento*; ed in assenza di perdite si può scrivere che:

$$P_0 = P_1(z) + P_2(z) \quad (2.3)$$

Quindi nella condizione di *sincronismo*, come in questo caso, si ha un trasferimento di potenza completo dalla *guida 1* alla *guida 2* quando $\sin(Kz) = 1$ e $\cos(Kz) = 0$. Ciò accade dopo una certa distanza $z = L_c$ denominata appunto *lunghezza di accoppiamento*. Si può ricavare dalla (2.1) e (2.2) che $L_c = \pi / (2K)$.

Dato che il *coefficiente di accoppiamento* K può essere calcolato analiticamente come l'integrale di sovrapposizione (*overlap*) tra i due modi delle guide, si deduce facilmente che una minore o maggiore *sovrapposizione delle code* evanescenti (*cross-talk*) dei due campi riduce o aumenta il coefficiente. Per cui si tratta di un parametro importante per l'analisi dell'accoppiamento modale tra le guide, in quanto esprime il grado di accoppiamento che esiste tra esse. Nel caso di un accoppiatore direzionale si ha bisogno di un "buon" K , invece nel caso in questione della giunzione Y deve essere idealmente nullo. Ovviamente questo è possibile aumentando la distanza tra le due guide al fine di ridurre l'integrale di sovrapposizione a un valore trascurabile.

Quanto appena detto è stato rappresentato in Fig. 2.9, dove è stato simulato il fenomeno dell'accoppiamento modale disegnando l'andamento delle potenze ottiche di uscita nelle due guide al variare della distanza di separazione che intercorre tra loro e che

indicheremo con S . La potenza in ingresso fornita soltanto alla guida 1 si trasferisce nella guida 2 (parzialmente o totalmente) al variare di S . Si è visto che solo per valori di circa $S > 4\mu\text{m}$ (iterazione #20) inizia progressivamente a ridursi il forte accoppiamento presente prima e come si può notare anche in Fig. 2.9, non vi sono più le oscillazioni iniziali ma la potenza presente nella *guida 1* tende asintoticamente al suo valore normalizzato con una graduale riduzione del trasferimento di potenza nella *guida 2* fino quasi ad annullarsi.

2.3.3 Distanza di separazione tra le guide

Le due guide a canale PE che si sono realizzate (Fig. 2.10) sono *mono-modo*, ma questo non implica necessariamente che anche la struttura complessiva comprendente le due guide abbia solo un *supermodo*.

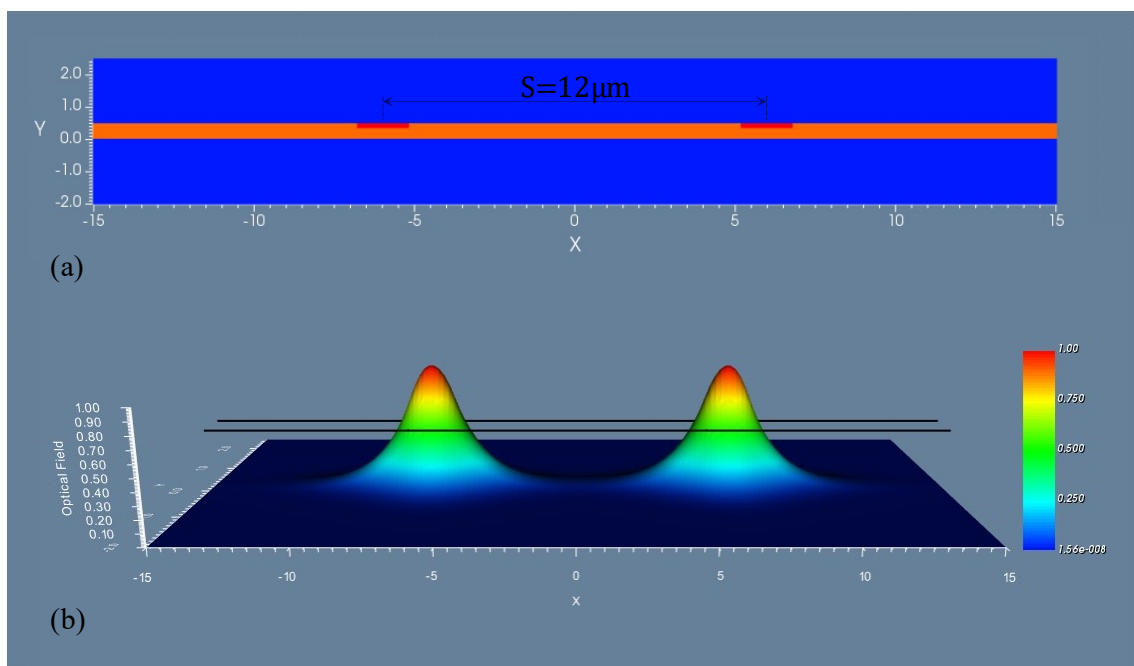


Fig. 2.10: (a) Sezione trasversale delle due guide a canale PE con distanza di separazione $S=12\mu\text{m}$; (b) Mappa del campo modale TE_{00} in 3D con $S=12\mu\text{m}$ senza *cross-talk*.

Spesso infatti avviene una *conversione modale*, ovvero il modo fondamentale riesce ad eccitare anche il primo modo superiore con la dannosa conseguenza di una perdita di

potenza del campo modale, oltre la presenza di un'indesiderata condizione di *multimodalità*. In questo caso sulla base delle simulazioni svolte facendo variare l'*interasse* S , nella struttura comprendente la coppia di guide non si è rilevata alcuna eccitazione del primo modo superiore, ma solo il possibile *cross-talk* modale del modo fondamentale TE_{00} con trasferimento di potenza da una guida all'altra.

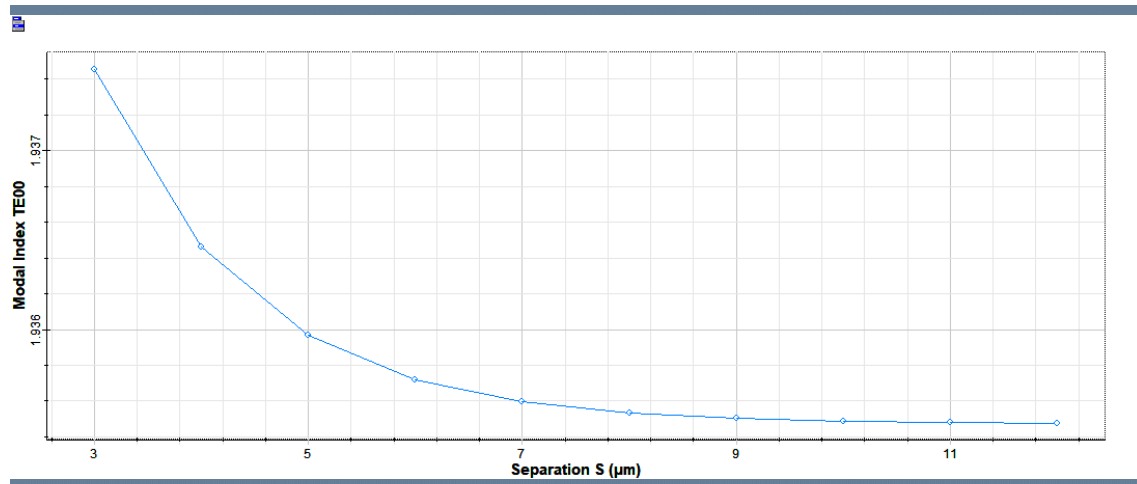


Fig. 2.11: Andamento dell'indice efficace del modo fondamentale della coppia di guide al variare della distanza di separazione $S=3\div 12\mu\text{m}$ ($\lambda=1.55\mu\text{m}$). La distanza minima di disaccoppiamento è $S\approx 11\mu\text{m}$, punto in cui si raggiunge il valore dell'indice efficace della guida singola $n_{TE00}=1.935$ (ciascuna guida non risente della presenza dell'altra).

Per studiare la propagazione in una delle due guide, si può immaginare l'effetto della presenza dell'altra guida come una perturbazione nella definizione della distribuzione trasversale degli indici di rifrazione (si può fare viceversa con l'altra guida); ed è proprio quello che è stato qui simulato e illustrato in Fig. 2.11, al fine di individuare la distanza S minima di disaccoppiamento. Nelle simulazioni è stato fatto variare $S=3\div 12\mu\text{m}$ e per ogni valore di S è stato calcolato l'indice efficace del modo fondamentale della coppia di guide; come si può vedere in Fig. 2.11 per $S>11\mu\text{m}$ l'indice efficace della struttura è circa uguale a quello della guida singola, per $S=11.5\mu\text{m}$ è lo stesso ($n_{TE00}=1.9354$) e quindi può essere considerata come la distanza minima a cui si può disporre le due guide, affinché una guida non risenta della presenza dell'altra e risultino disaccoppiate.

Analizzando più nel dettaglio i campi di uscita si è visto che per $S=11.5\mu\text{m}$ il *cross-talk* è di circa -40dB , e per $S=12\mu\text{m}$ (Fig. 2.12) è ancora più basso (circa -50dB).

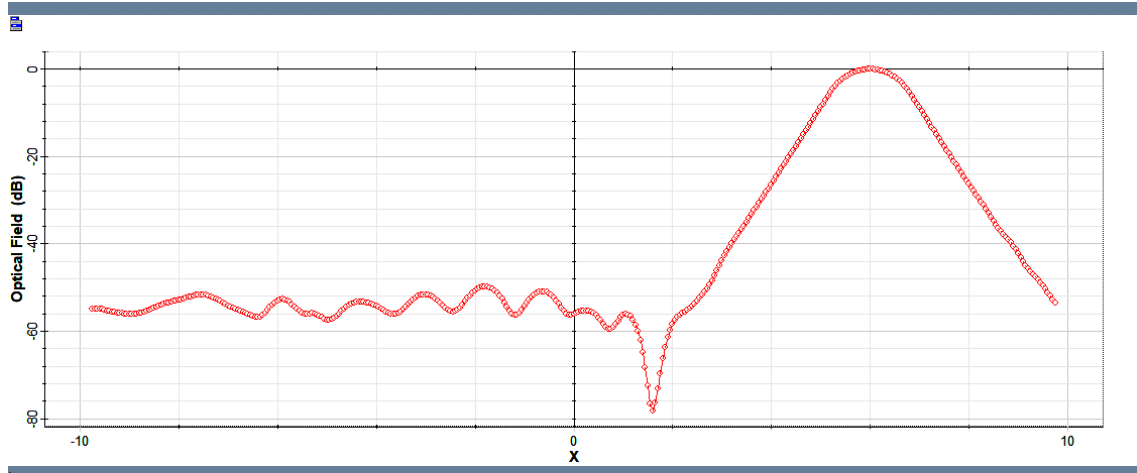


Fig. 2.12: Campo ottico in uscita (in dB): modo fondamentale TE₀₀ in input su una sola delle due guide con distanza di separazione $S=12\mu\text{m}$ ($\lambda=1.55\mu\text{m}$).

Nel progetto della giunzione ad Y (che sarà discusso nel Cap. 3), il valore iniziale di interasse è stato fissato per $S=12\mu\text{m}$.

III CAPITOLO

Progettazione della giunzione a Y con FD-BPM

3.1 Introduzione

In questo capitolo verrà studiato, progettato e simulato un divisore ottico di potenza e quindi discusse le sue prestazioni, concentrandosi soprattutto sulla progettazione del layout e sulle perdite che ne possono derivare. Più precisamente, tale divisore sarà realizzato tramite una giunzione a Y, che è un elemento base nei circuiti integrati fotonici ed è ampiamente usata nei modulatori elettro-ottici interferometrici di Mach-Zehnder o negli interruttori ottici.

Le guide d'onda da cui essa è composta sono delle guide in LN con canale PE, che sono state analizzate nel capitolo precedente.

Le simulazioni verranno svolte con il software OptiBPM [21], al cui interno è implementata la nota tecnica della propagazione dei fasci *Beam Propagation Method* con il metodo delle *Finite Difference* (FD-BPM), trattata in Appendice A.

3.2 La giunzione a Y

Un divisore di potenza può essere visto come un blocco con un ingresso e due uscite, il cui compito è quello di dividere la potenza ottica fornita in ingresso e ripartirla sulle due uscite. La percentuale di ripartizione può variare e si parlerà solitamente di divisore di potenza $p:100-p$ per indicare con p la percentuale della potenza in ingresso che uscirà da un ramo e, di conseguenza, $100-p$ sarà la percentuale in uscita nel secondo ramo.

I divisori di potenza con rapporto 1:99 sono solitamente utilizzati per monitorare la qualità e il livello del segnale in un canale di trasmissione. Il più comune invece è quello 50:50 che divide esattamente a metà la potenza di ingresso sui due rami di uscita, chiamato anche *splitter* ed è quello che verrà qui trattato.

Esistono diversi componenti che possono essere usati come divisori di potenza, un esempio potrebbe essere l'accoppiatore direzionale oppure l'interferometro multimodale (MMI), adeguatamente progettati per assolvere a questa specifica funzione. Un altro componente spesso utilizzato per realizzare questa divisione di potenza è invece la giunzione a Y, qui scelta.

La giunzione a Y ha la capacità di dividere o combinare la potenza ottica (quando la combina viene chiamata *combinatore di potenza*). In questo progetto è usata come divisore 50:50, detto anche *divisore a 3dB* in quanto indifferentemente su ciascun ramo di uscita si troverà una potenza P_{out1} e P_{out2} dimezzata rispetto a quella di ingresso P_{in} , ovvero ridotta di 3dB. Solo nel caso ideale senza perdite e con giunzione *simmetrica* si può scrivere che:

$$P_{out1} = P_{out2} = \frac{P_{in}}{2} \quad (3.1)$$

in dB si ha:

$$P_{out1}|_{dB} = P_{out2}|_{dB} = P_{in}|_{dB} - 10\log 2 = P_{in}|_{dB} - 3dB \quad (3.2)$$

mentre l'ampiezza $|A|_{out1,2}$ del campo si ridurrà del fattore $1/\sqrt{2}$ rispetto ad $|A|_{in}$:

$$|A|_{out1} = |A|_{out2} = \frac{|A|_{in}}{\sqrt{2}} \quad (3.3)$$

questo perché in generale la potenza e l'ampiezza del modo in assenza di perdite sono in relazione come:

$$P = |A|^2 \quad (3.4)$$

Rispetto all'accoppiatore direzionale, la giunzione a Y ha il vantaggio di avere delle caratteristiche praticamente indipendenti dalla lunghezza d'onda λ e i campi sui due rami di uscita risultano in fase tra loro. Questo avviene a scapito di una lieve perdita di potenza, che può diventare trascurabile se opportunamente progettata.

3.2.1 Parametri caratteristici di un divisore

Il parametro che misura le perdite di un divisore a due uscite è l'*excess loss* che indicheremo con EL e rappresenta l'attenuazione subita dal campo modale. Idealmente dovrebbe essere nulla, nella realtà invece è un numero *positivo* espresso in dB e dalla equazione (3.2) si ricava che il suo valore è dato da:

$$EL|_{dB} = -10 \log \left(\frac{P_{out1} + P_{out2}}{P_{in}} \right) = P_{in}|_{dB} - P_{out1}|_{dB} - P_{out2}|_{dB} \quad (3.5)$$

Un altro parametro importante che viene di solito utilizzato per valutare le prestazioni di un divisore è il *coefficiente di trasmissione* T , che in dB è dato da:

$$T|_{dB} = -10 \log \left(\frac{P_{out1}}{P_{in}} \right) = -10 \log \left(\frac{P_{out2}}{P_{in}} \right) \quad (3.6)$$

che dovrebbe valere 3dB se si vuole avere una trasmissione quasi ideale nella giunzione.

Infine, affinché un divisore svolga correttamente la sua funzione, bisognerebbe mantenere perfettamente bilanciate le potenze dei rami di uscita in rapporto 50:50. Uno squilibrio di rapporto può essere dovuto ad errori di fabbricazione (o anche al *cross-talk*). Questo rapporto idealmente nullo è chiamato *splitting ratio*. Indicato con SR è dato da:

$$SR|_{dB} = -10 \log \left(\frac{P_{out1}}{P_{out2}} \right) \quad (3.7)$$

dove P_{out1} e P_{out2} sono le potenze ottiche presenti in uscita sui due rami. Si noti che si potrebbe verificare che in un divisore il rapporto di *splitting* sia piccolo (quindi che le porte di uscita siano ben bilanciate), ma questo parametro da solo non è sufficiente per definire del tutto la buona qualità del dispositivo. Perché potrebbe capitare ad esempio, di avere molte perdite ma distribuite in misura uguale su entrambi i rami e nonostante questo, rimanere con un buon valore di *SR*. Occorre dunque che siano verificati anche gli altri parametri prima indicati, per definire in modo più esaustivo le prestazioni del dispositivo.

3.3 Bending losses

Nel caso della giunzione a Y qualsiasi variazione brusca o discontinuità nel *layout* genera perdite (*losses*) di potenza. Le guide devono poter seguire un andamento graduale e lento se non si vuole eccitare i *modi irradienti*, che sono la principale causa delle *perdite distribuite* [19] lungo l'asse della guida (differenti dalle cosiddette *perdite concentrate* che sono invece quelle presenti nella sezione trasversale della guida, considerate nel capitolo precedente). In particolare, le perdite *distribuite* che interessano maggiormente la giunzione a Y sono:

- le perdite *per curvatura* (*bending losses*)
- le perdite *per transizione*
- le perdite *per conversione modale*.

Le perdite *per curvatura* sono le più importanti e anche inevitabili per costruzione stessa della giunzione a Y. Il principio semplice di realizzazione su cui si basa prevede che partendo da una guida di ingresso, dopo una progressiva ed esclusiva variazione della sua larghezza (lungo la *regione di transizione* o *taper*), quando essa raggiunge quasi il doppio della sua larghezza iniziale allora si dirama in altre due guide (simmetriche rispetto all'asse longitudinale e solitamente della stessa larghezza della guida di ingresso) fino a raggiungere una certa distanza tra loro abbastanza grande da eliminare il *cross-talk*.

Per cui la diramazione comporta sempre delle variazioni della guida e quindi delle perdite, sia che si usino tratti di guide rettilinee sia che siano curve.

Quando si parla di perdite per curvatura si devono tener presenti due parametri: il raggio di curvatura R e l'angolo di diramazione θ (che rappresenta l'angolo di apertura che formano le due guide quando si diramano). Le perdite dipendono sia da θ , che per questa ragione di solito non supera qualche grado a scapito purtroppo di una maggiore lunghezza della giunzione a Y, che da R il quale non deve essere troppo piccolo.

Senza entrare troppo nel dettaglio [19], si può dimostrare che esiste un particolare raggio critico r_c in corrispondenza del quale un'onda evanescente che si propaga in direzione tangenziale all'asse della guida (curva) si trasforma in un'onda uniforme con vettore d'onda k , la cui componente radiale causa un flusso del *vettore di Poynting* in direzione radiale responsabile delle perdite. Il raggio critico si può esprimere qualitativamente come:

$$r_c = R \frac{n_{eff}}{n_{cl}} \quad (3.8)$$

dove n_{eff} è l'indice efficace e n_{cl} è l'indice di rifrazione del *cladding*. Da questa relazione (qualitativa) si deduce che le perdite per curvatura sono tanto più piccole quanto più è grande il raggio di curvatura R e quanto più l'indice efficace è maggiore rispetto all'indice del *cladding*.

Un altro tipo di perdita che si genera nell'utilizzo di guide curve è la cosiddetta perdita *per transizione*. La curvatura, infatti, causa durante la propagazione del modo una deformazione del suo profilo. Tale deformazione è all'origine di questo tipo di perdite che si palesano nel momento in cui la guida curva è connessa a una guida dritta, come accade nella giunzione ad Y ai due rami di uscita. La differenza tra il profilo del modo guidato e quello deformato dalla curvatura esprime la misura della perdita; affinché sia minimizzata occorre massimizzare l'integrale di *sovrapposizione (overlap)* [19] al fine di rendere più simili i due profili.

Nell'analisi delle perdite che riguardano la giunzione a Y, meritano infine attenzione le perdite per *conversione modale* che sono state già introdotte nel capitolo precedente (delle quali si è tenuto conto per stabilire l'interasse S tra le due guide di uscita).

3.4 Layout design

Nella realizzazione di componenti ottici integrati la progettazione del *layout* riveste una notevole importanza, poiché determina le caratteristiche del componente ed in particolare le perdite ottiche.

Questo è ancora più vero nel caso della giunzione a Y, che si basa su un principio semplice cioè quello di *splittare* in due il fascio di luce. Lo strumento più efficace che si ha per farlo (idealmente senza deformato e senza perdite ottiche) è quello di modellare con precisione la giunzione in ogni sua regione: la regione iniziale *di transizione* o *taper* e la successiva denominata regione *di raccordo*.

Nel seguito viene presentato il progetto del divisore di potenza sviluppato in tre layout, per ognuno dei quali vengono presentate le modifiche apportate ed evidenziati di volta in volta i miglioramenti conseguiti in termini di riduzione delle perdite.

3.4.1 Layout n° 1

Nel primo modello simulato (layout n° 1) la giunzione a Y è composta da due semplici guide rettilinee simmetriche che raccordano la guida d'ingresso alle due guide di uscita (Fig. 3.1). Le guide sono tutte in LN (configurazione X-CUT) con canale PE a *singolo-modo* della stessa larghezza $W=1.6\mu\text{m}$, come è stato calcolato nel capitolo precedente. Anche l'interasse è stato già fissato a $S=12\mu\text{m}$. Invece, la lunghezza L della giunzione verrà calcolata in funzione dell'angolo θ (per costruzione si può ricavare che: $L = (S/2)/\tan \theta$). Per cui l'unica variabile indipendente da ottimizzare è θ , detta *angolo di diramazione*, che è forse il parametro più influente dal punto di vista delle perdite, oltre che nel determinare le dimensioni del componente.

L'angolo di diramazione è stato fatto variare per $\theta=0.45\div 0.65^\circ$ tenendo fisso l'interasse S . Come si vede dalla Fig. 3.2, per il valore di $\theta=0.5^\circ$ si ha il massimo valore di potenza ottica trasmessa, la lunghezza della giunzione a Y è di $L=688\mu\text{m}$ e l'*excess loss* è circa 0.038dB (Tabella 3.1). Lo scopo sarebbe quello di ridurre entrambi.

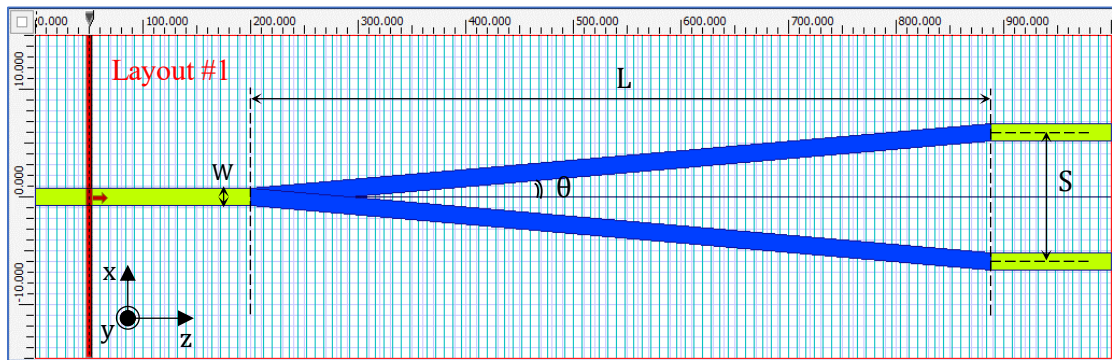


Fig. 3.1: Layout n° 1 della giunzione a Y con parametri ottimizzati: le guide sono tutte della stessa larghezza $W=1.6\mu\text{m}$, la sua lunghezza è $L=688\mu\text{m}$ e l'interasse è $S=12\mu\text{m}$.

Se si aumentasse il valore θ (nel tentativo di ridurre la lunghezza) le perdite inevitabilmente aumenterebbero e quindi si dovrebbe rinunciare ad una parte della potenza ottica trasmessa. Per $\theta=0.5^\circ$ ci sono solo delle piccole perdite (*di transizione*) dovute soprattutto alla discontinuità (presente in uscita dove i rami della Y si connettono alle guide parallele) e che verranno evitate con i miglioramenti apportati nei layout successivi.

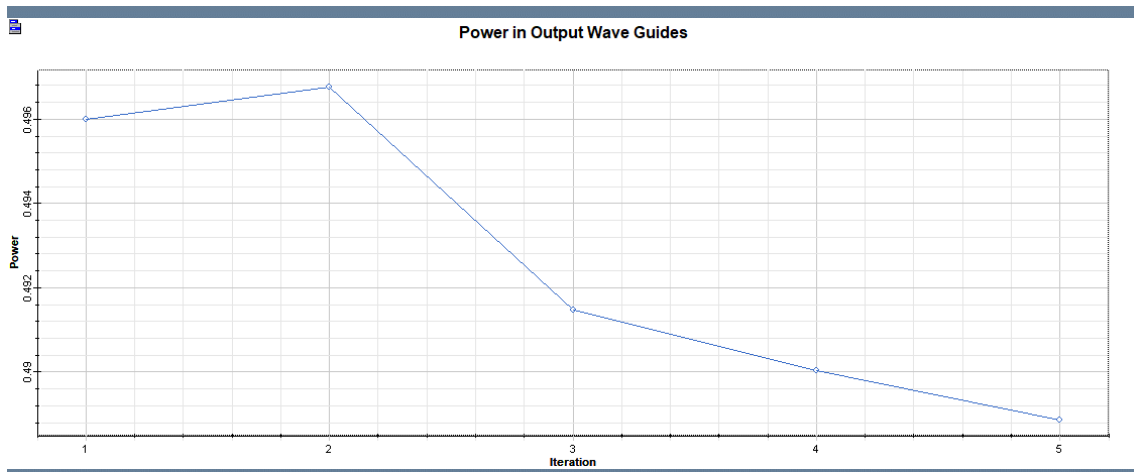


Fig. 3.2: Report iterazioni: potenza ottica di uscita su singolo ramo della giunzione Y al variare di $\theta=0.45\div 0.65^\circ$; per $\theta=0.5^\circ$ (iterazione #2) si ha il massimo della potenza in uscita.

Un altro problema riscontrato è un lieve accoppiamento modale tra le guide di uscita e quindi un peggioramento del *cross-talk*, circa 35dB (Fig. 3.3).

Tabella 3.1 Excess Loss con layout n°1 al variare di θ ($\lambda=1.55\mu\text{m}$)

Iterazione	θ	L	Excess Loss
#1	0.45°	$7634\mu\text{m}$	0.045dB
#2	0.5°	$688\mu\text{m}$	0.038dB
#3	0.55°	$625\mu\text{m}$	0.089dB
#4	0.6°	$573\mu\text{m}$	0.098dB
#5	0.65°	$529\mu\text{m}$	0.107dB

Ciò accade perché, seppure le guide siano tutte monomodali, nella regione iniziale di biforcazione la larghezza della guida cresce fino al punto di raddoppiare ($2W=3.2\mu\text{m}$). Si oltrepassa dunque la larghezza di taglio $\approx 3\mu\text{m}$ (esaminata nel Cap. 2, Fig. 2.3), andando ad eccitare anche il primo modo superiore e creando un lieve accoppiamento.

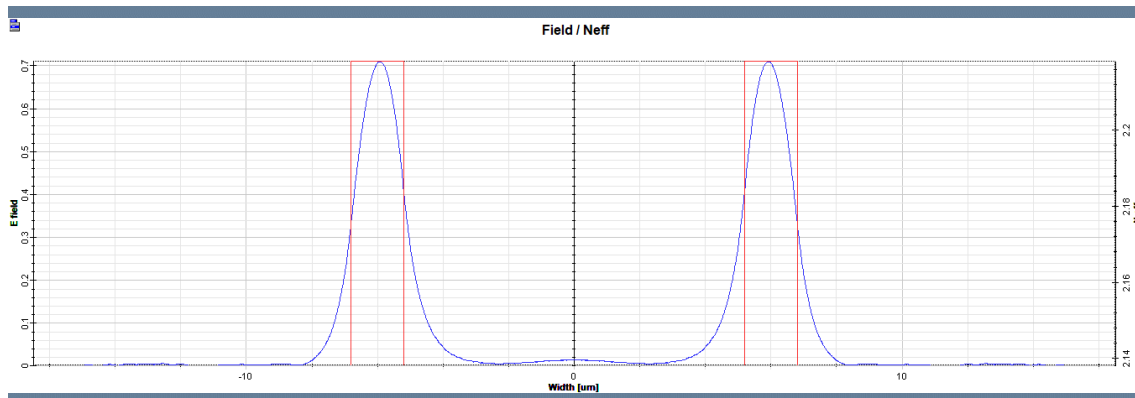


Fig. 3.3: Campo modale e indice efficace sui rami di uscita con $S=12\mu\text{m}$ ($\lambda=1.55\mu\text{m}$).

Nel layout n°1 è stata scelta una struttura semplice di giunzione a Y (con due guide diritte e simmetriche), per individuare con maggiore evidenza il valore dell'angolo di diramazione θ che consenta la migliore propagazione del fascio ottico nelle guide così progettate. Il valore di $\theta=0.5^\circ$ sarà usato come riferimento nelle simulazioni successive.

3.4.2 Layout n° 2

Nel layout n°2 si è voluto sfruttare le potenzialità del simulatore (OptiBPM) che consente di costruire un modello di circuito inserendo come dati delle funzioni di variabili al posto di costanti numeriche. Questo ha permesso di progettare un layout più complesso e flessibile. Attraverso simulazioni con cicli annidati, è stato possibile trovare i valori ottimizzati per ciascuna variabile scelta.

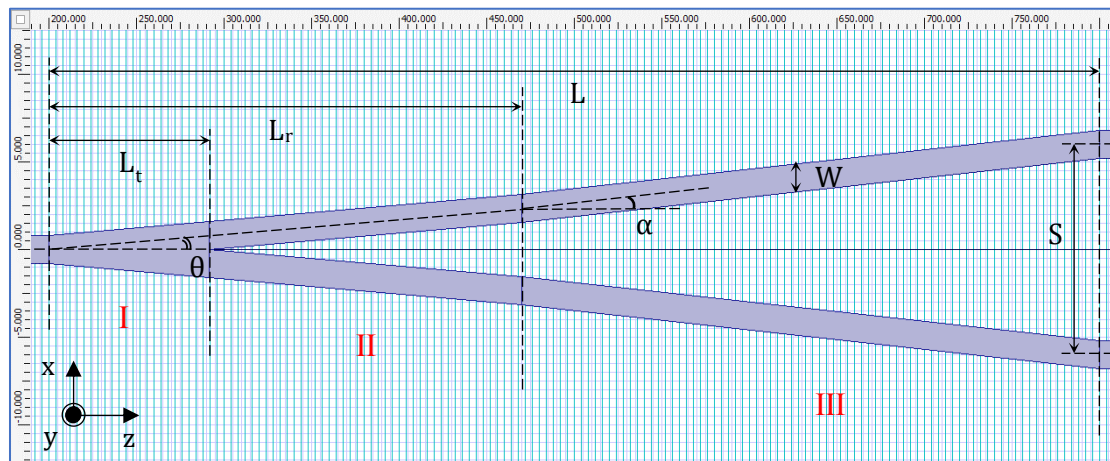


Fig. 3.4: Struttura del layout n°2 con una prima regione (I) variabile detta *taper* di lunghezza L_t poi una seconda regione (II) *di raccordo* che si estende fino a L_r (di lunghezza uguale a $L_r - L_t$) ed infine una terza regione (III) finale estesa fino a L (di lunghezza uguale a $L - L_r$).

La struttura del layout è simmetrica rispetto all'asse z ed è costituita da tre parti (come si può vedere in Fig. 3.4):

- I. la prima regione è il *taper* di lunghezza L_t (di forma trapezoidale);
- II. la seconda è la regione *di raccordo intermedia* che si estende fino a L_r (quindi ha lunghezza $L_r - L_t$) costituita da due guide con larghezza ipoteticamente variabile;
- III. la terza è la regione *di raccordo finale* che arriva fino ad L (per cui ha lunghezza $L - L_r$) formata da due guide con larghezza costante W .

Il modello possiede quattro gradi libertà: θ , L_t , L_r , L .

Per trovare la struttura ottimizzata sono state dunque introdotte quattro variabili che corrispondono all'angolo di diramazione θ , alla lunghezza del tappo (*taper*) L_t , poi la lunghezza della regione di raccordo L_r ed infine la lunghezza L della giunzione.

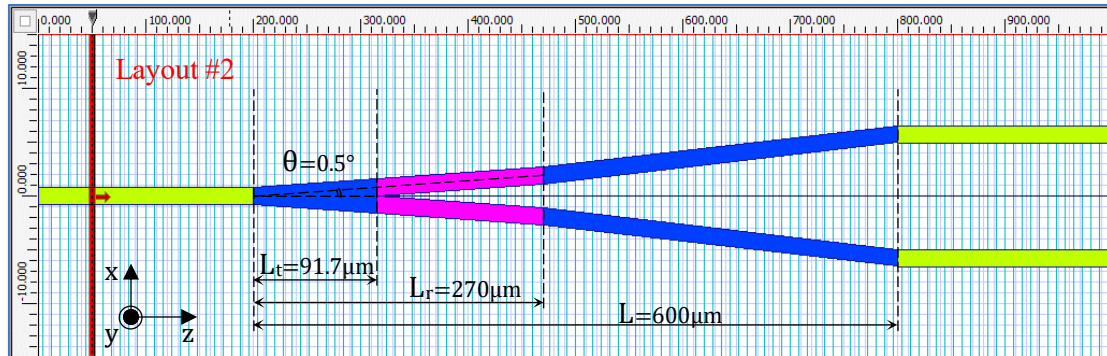


Fig. 3.5: Layout n°2 della giunzione a Y con parametri ottimizzati: l'angolo di diramazione è $\theta=0.5^\circ$, la lunghezza del tappo $L_t=91.7\mu\text{m}$, la lunghezza della regione di raccordo $L_r=270\mu\text{m}$ e la sua lunghezza complessiva è $L=600\mu\text{m}$ ($S=12\mu\text{m}$).

Si noti che in questo modello la lunghezza L del divisore non è più dipendente da θ come nel layout precedente, per cui è possibile ridurre la lunghezza del divisore mantenendo lo stesso valore di $\theta=0.5^\circ$ (trovato precedentemente con minor *excess loss*).

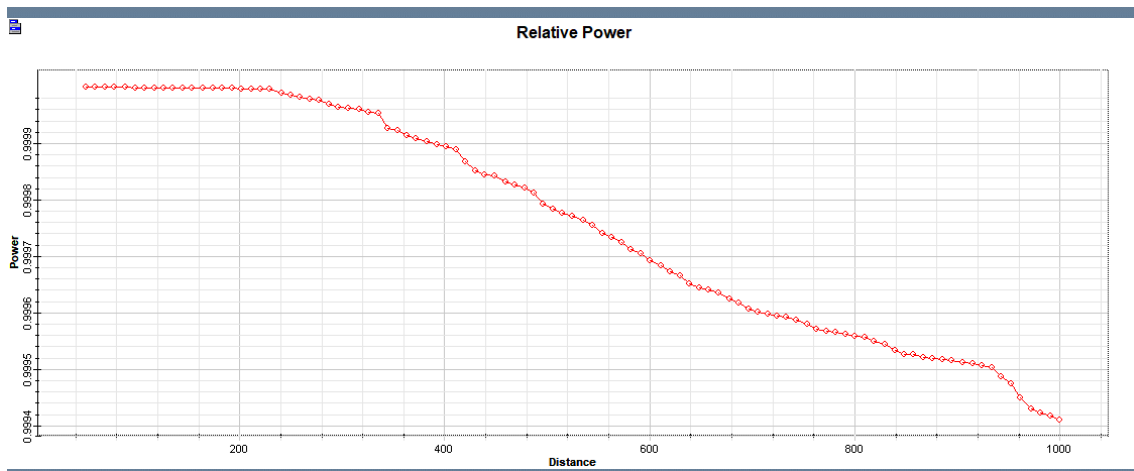


Fig. 3.6: Potenza relativa totale che transita nel divisore lungo l'asse longitudinale z (μm).

Sulla base delle simulazioni svolte variando anche θ , si evince che i valori migliori trovati continuano ad essere intorno al valore $\theta=0.5^\circ$ (nonostante la struttura sia

leggermente cambiata). Questo perché evidentemente le caratteristiche iniziali del campo prediligono quell'angolo di apertura del *taper*.

Col nuovo modello può variare la lunghezza L_t e anche la base maggiore del trapezio di cui ha la geometria (nella posizione *nominale* la base maggiore era due volte la larghezza W della guida di ingresso). Si noti inoltre che nella regione (III) di raccordo finale l'asse della guida è inclinato di α rispetto all'asse longitudinale e α può anche essere diverso da θ . Infatti, nel caso del modello scelto con i valori ottimizzati l'angolo α ($=0.63^\circ$) è maggiore di θ ($=0.5^\circ$).

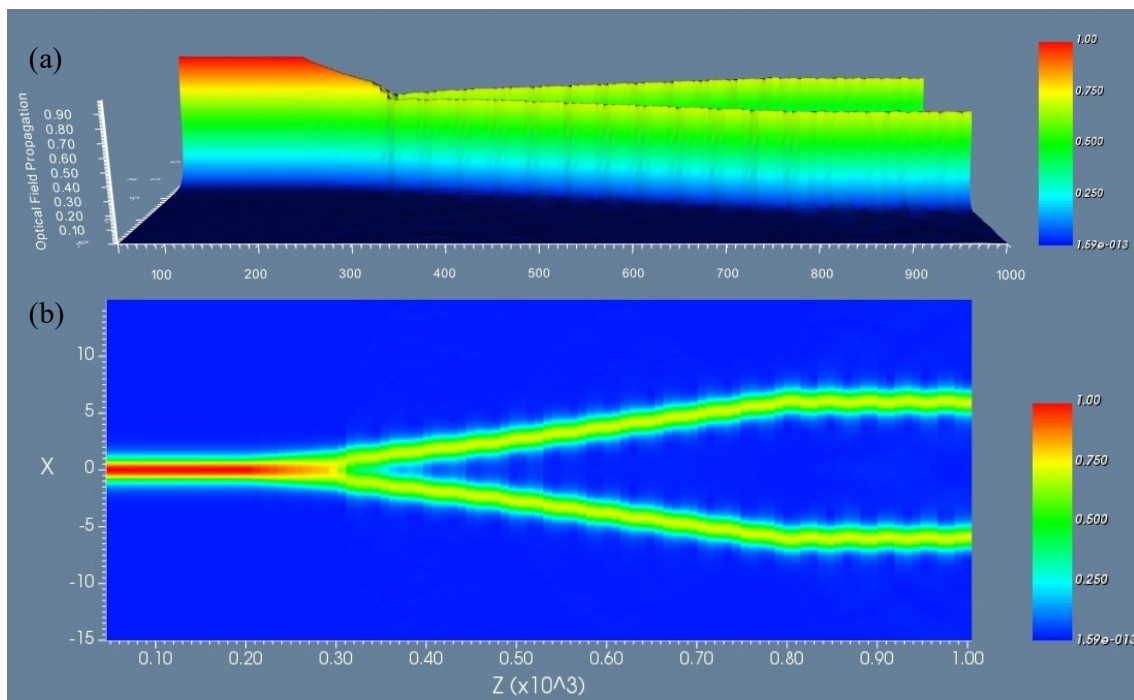


Fig. 3.7: Distribuzione del campo modale: (a) in 3D, (b) in 2D lungo il piano (x, z) , relativo per al layout n°2 con parametri ottimizzati ($\lambda=1.55\mu\text{m}$).

La struttura col layout n°2 e i valori ottimizzati è stata rappresentata in Fig. 3.5 con i seguenti valori: l'angolo di diramazione $\theta=0.5^\circ$, la lunghezza del *taper* $L_t=91.7\mu\text{m}$, la lunghezza di raccordo $L_r=270\mu\text{m}$ e la lunghezza totale della giunzione $L=600\mu\text{m}$. Come si vede dalla Fig. 3.6, la potenza di uscita è rimasta pressappoco la stessa e non si è quindi riusciti a ridurre ulteriormente le perdite: l'*excess loss* è quasi uguale (circa 0.04dB). Ma il nuovo layout resta comunque migliore del precedente perché ha permesso di ridurre la lunghezza L (senza aggiungere nuove perdite), che si è visto essere un requisito

altrettanto importante. In Fig. 3.7 è illustrata la propagazione del campo modale per il layout n°2 con parametri ottimizzati. Nel prossimo layout si cercherà di migliorare ulteriormente le prestazioni del divisore, eliminando le discontinuità nel profilo.

3.4.3 Layout n° 3

Con il terzo ed ultimo layout (n°3) si è voluto perfezionare il precedente concentrandosi sull'ultima sezione *di raccordo* della giunzione (regione III), perché è quella che causa ancora qualche lieve perdita che può essere evitata. Questo è possibile modellando gli ultimi tratti delle guide di raccordo con dei tratti curvilinei che eliminano le discontinuità presenti nel profilo nelle due sezioni $z = L_r$ e $z = L$.

In Fig. 3.8 è stato disegnato il divisore con il layout suddetto, che è quello finale scelto per questo progetto.

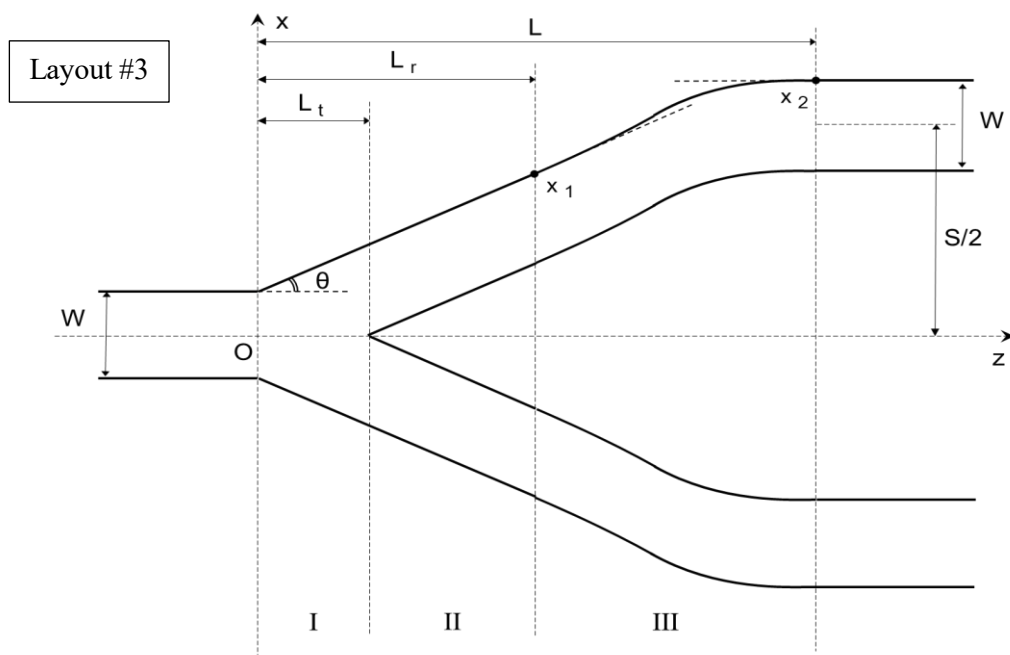


Fig. 3.8: Layout n°3 con profilo modellato con assenza di discontinuità.

La funzione che si è usata per modellare il profilo della guida lungo z nella regione finale di raccordo è una combinazione lineare di una *retta*, un arco di *seno completo* ed un *mezzo seno*, la quale ci permette di soddisfare le condizioni al contorno iniziali fino alla derivata seconda.

Indicata con $f(z)$, la sua equazione è data da:

$$f(z) = r(z) - a_1 \sin\left(\frac{2\pi}{L-L_r}(z-L_r)\right) + a_2 \sin\left(\frac{\pi}{L-L_r}(z-L_r)\right) \quad (3.9)$$

$$\text{con } r(z) = x_1 + \frac{x_2-x_1}{L-L_r}(z-L_r) \quad (3.10)$$

dove $r(z)$ rappresenta la retta passante per i punti di ordinata x_1 e x_2 in Fig. 3.8. Si può ricavare che per costruzione (ovvero condizioni al contorno iniziali):

$$f(z=L_r) = x_1 = W/2 + L_r \tan \theta \quad (3.11)$$

$$f(z=L) = x_2 = W/2 + S/2 \quad (3.12)$$

ed i coefficienti a_1 e a_2 si calcolano imponendo le condizioni di continuità della derivata:

$$f'(z=L_r) = \tan \theta \quad (3.13)$$

$$f'(z=L) = 0 \quad (3.14)$$

Nella Fig. 3.9 è stata plottata (con Matlab) la funzione $f(z)$ col tratto blu che modella il profilo esterno della giunzione a Y da $z=L_r$ a L ($270 \div 600 \mu\text{m}$) e col tratto rosso il profilo rettilineo da $z=0$ a L_r ($0 \div 270 \mu\text{m}$), per verificare la continuità del profilo e della sua derivata.

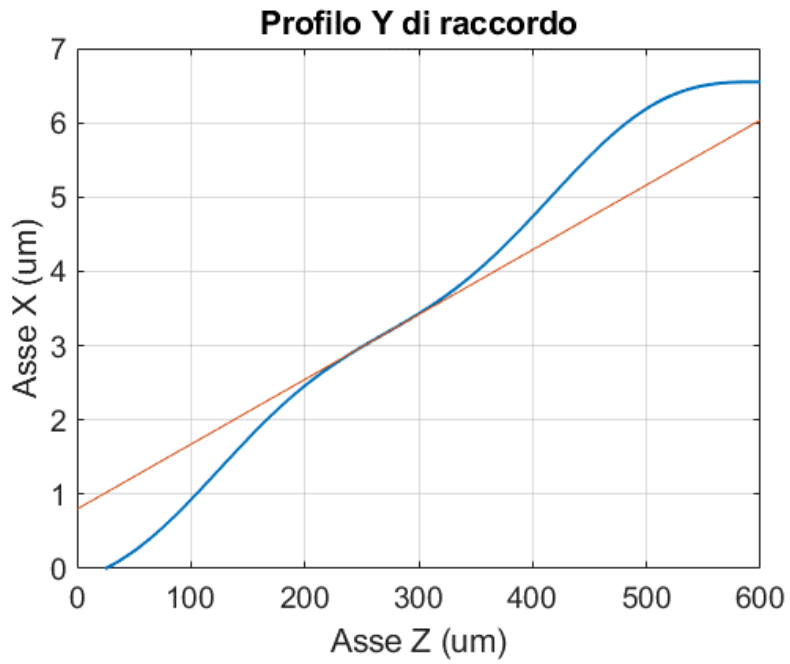


Fig. 3.9: Grafico della funzione che modella il profilo longitudinale della giunzione (layout n°3): da $z=0$ a $z=L_r=270\mu\text{m}$ col tratto rosso, da L_r a $L=600\mu\text{m}$ col tratto blu.

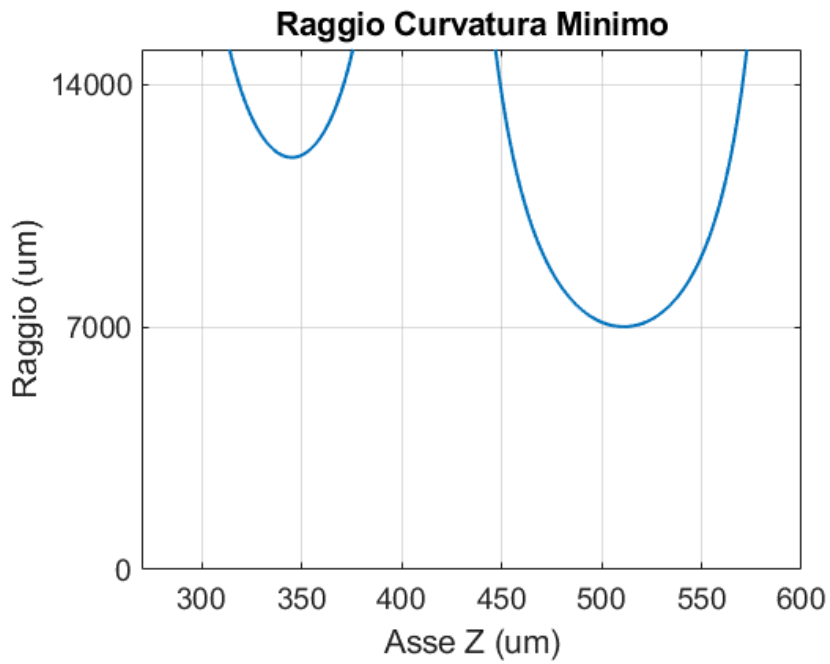


Fig. 3.10: Raggio di curvatura minimo per layout n°3.

Inoltre, è stato anche calcolato e disegnato il suo *raggio di curvatura minimo* (R_{\min}) (Fig. 3.10), che è un parametro importante poiché determina le perdite *per curvatura*. Si ricordi che il *raggio di curvatura* per una data funzione $f(z)$ si può scrivere come:

$$R = \frac{[1 + (f'(z))^2]^{3/2}}{|f''(z)|} \quad (3.15)$$

Il *raggio di curvatura minimo* rispetto alle convenzionali giunzioni a Y con guide in Ti:LN ($R_{\min} \approx 10^5 \mu\text{m}$) è stato di molto ridotto, circa $R_{\min} \approx 7000 \mu\text{m}$. Minimizzando il numeratore e massimizzando il denominatore si ottiene il valore di z ($\approx 500 \mu\text{m}$) in cui si ha R_{\min} , che è il punto di massima curvatura della guida. Da notare che nelle guide PE qui progettate, c'è un limite inferiore oltre il quale $R_{\min} < 3000 \mu\text{m}$ le perdite per curvatura non sarebbero più trascurabili [3].

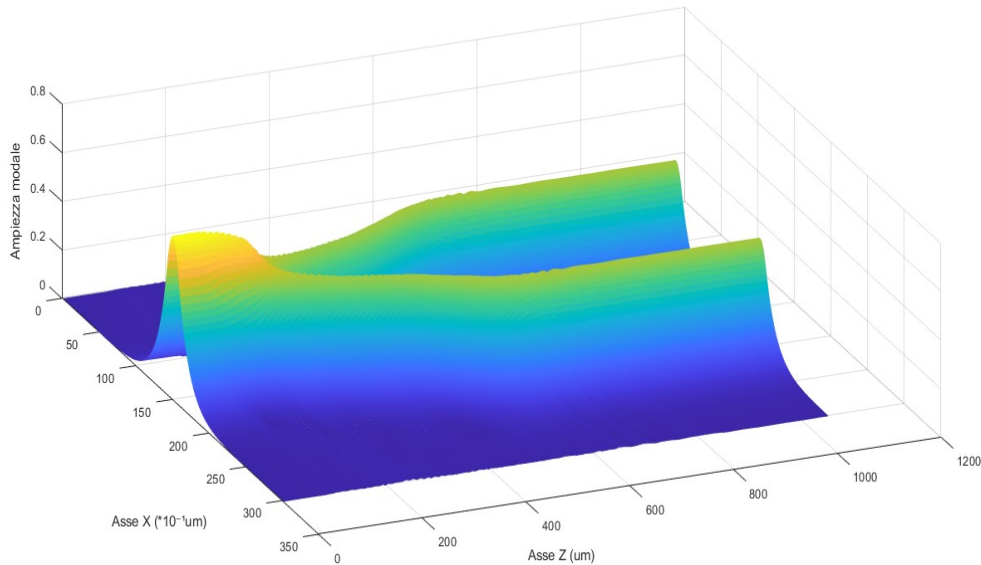


Fig. 3.11: Distribuzione di campo modale in 3D del divisore a Y relativo al layout n°3 con parametri ottimizzati ($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$).

Con l'ausilio di Matlab [22] è stato possibile (a partire dalla matrice delle ampiezze modali) disegnare la mappa di campo in 3D (Fig. 3.11) e 2D (Fig. 3.12) del divisore con layout n°3 e valori ottimizzati. In Fig. 3.13 sono rappresentate le linee di campo in (x, z) .

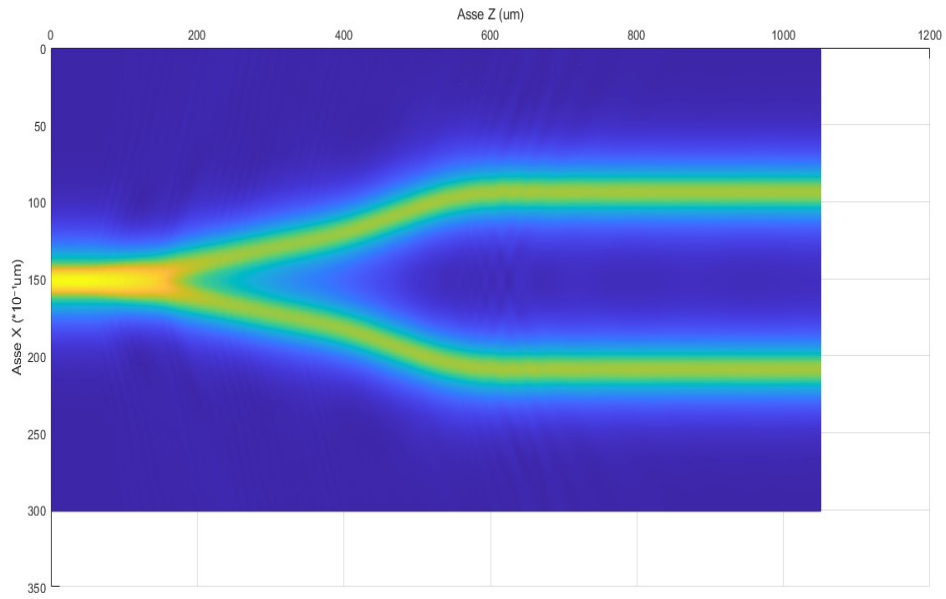


Fig. 3.12: Distribuzione di campo modale in 2D lungo il piano (x, z) del divisore a Y relativo al layout n°3 con parametri ottimizzati ($\lambda=1.55\mu\text{m}$).

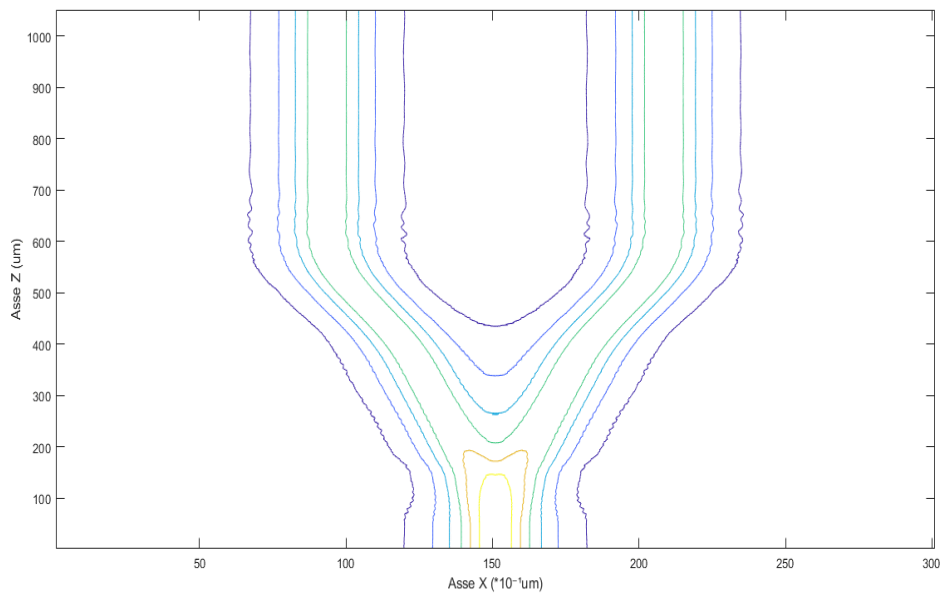


Fig. 3.13: Linee di campo modale lungo il piano (x, z) del divisore a Y relativo al layout n°3 con parametri ottimizzati ($\lambda=1.55\mu\text{m}$).

Tabella 3.2 Valori ottimizzati ed excess loss ($\lambda=1.55\mu\text{m}$)

θ	L_t	L_r	L	S	Excess Loss
0.5°	$91.7\mu\text{m}$	$270\mu\text{m}$	$600\mu\text{m}$	$12\mu\text{m}$	0.009dB
0.5°	$91.7\mu\text{m}$	$270\mu\text{m}$	$600\mu\text{m}$	$11.5\mu\text{m}$	0.003dB

Rispetto alle giunzioni a Y (similari) con guide diritte [23] come nei layout precedenti, grazie al nuovo profilo che ha eliminato le discontinuità consentendo una transizione più *adiabatica* (con meno dissipazione di energia), si migliorano notevolmente le prestazioni del divisore.

Dalle simulazioni effettuate risulta che, con i valori ottimizzati riportati in Tabella 3.2, l'*excess loss* è stato ulteriormente ridotto come previsto fino a circa 0.009dB.

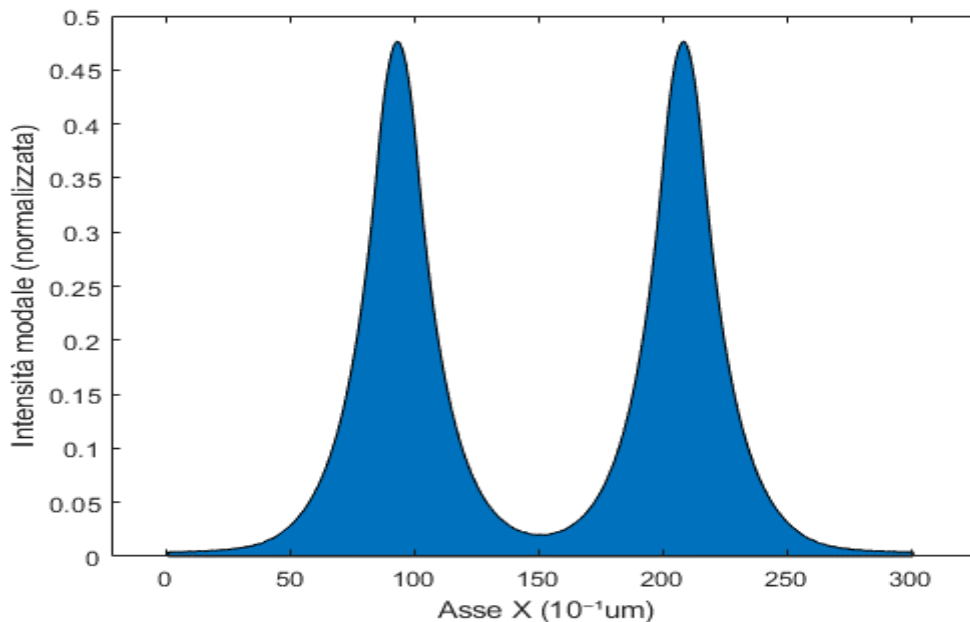


Fig. 3.14: Intensità modale (normalizzata) sui rami in uscita del divisore con parametri ottimizzati e $S=11.5\mu\text{m}$ ($\lambda=1.55\mu\text{m}$).

Infine, si è provato a restringere l'interasse S da $12\mu\text{m}$ a $11.5\mu\text{m}$ (Tabella 3.2); senza aggiungere *cross-talk* si è raggiunto un valore pressoché ideale del modulo di ampiezza di campo modale ≈ 0.7068 e coefficiente di trasmissione $T|_{dB}=3.013\text{dB}$. In Fig.3.14 è

stato mostrata per il caso $S=1.5\mu\text{m}$ l'intensità modale (normalizzata) sui rami in uscita del divisore.

3.5 Lunghezza d'onda di progetto

La lunghezza d'onda al quale è stato progettato e ottimizzato il divisore è $\lambda=1.55\mu\text{m}$, come è stato sempre indicato finora. Come si è già detto, rispetto ad un accoppiatore direzionale (utilizzato come divisore) la giunzione a Y ha il vantaggio di avere delle caratteristiche praticamente indipendenti dalla lunghezza d'onda λ . Per cui una giunzione ad Y, che sia stata ben progettata, dovrebbe mantenere un comportamento in frequenza simmetrico ed un coefficiente di trasmissione quasi costante al variare di λ . Per verificarlo si è dovuto considerare la *dispersione cromatica* del niobato di litio.

Tabella 3.3 Comportamento al variare della lunghezza d'onda

λ (μm)	n_e	n_e (PE)	n_{TE00}	Excess Loss
1.525	2.139	2.219	1.941	0.002dB
1.550	2.138	2.218	1.935	0.003dB
1.605	2.137	2.217	1.925	0.003dB

La dispersione cromatica è generata dalla combinazione di due effetti: dalla dipendenza dell'indice di rifrazione del materiale dalla lunghezza d'onda detta dispersione *del materiale* oppure *intramodale* e da un secondo effetto detto *guidante* dovuto al fatto che le curve di dispersione relative ai modi propaganti hanno una pendenza variabile e non sono rette [20].

Nella Tabella 3.3 sono riportati i risultati delle simulazioni svolte per la banda $\lambda=1.525\div 1.605\mu\text{m}$, nella quali sono stati cambiati i valori degli indici di rifrazione di LN

e PE. Il comportamento del divisore risulta simmetrico, con un *excess loss* basso e costante.

3.6 Conclusioni

Per concludere si vuole evidenziare come, sin dalle prime fasi di questo progetto, si è cercato di tener conto dei requisiti richiesti da una piattaforma fotonica. Inoltre, si descriveranno i risultati raggiunti ed infine verranno indicate le possibili applicazioni e gli eventuali sviluppi.

3.6.1 Requisiti di una piattaforma fotonica

I requisiti necessari di una piattaforma fotonica ritenuta oggi attraente sono:

- a) *forti non linearità*,
- b) processi di fabbricazione compatibili con la *tecnologia CMOS*,
- c) *bassi costi* di costruzione,
- d) *alto contrasto di indice* di rifrazione,
- e) *ridotti consumi* energetici,
- f) *piccole perdite* di propagazione.

Si vuole ripercorrere brevemente le singole scelte durante le fasi di questo progetto in relazione ai requisiti sopra elencati.

- a) Scegliendo il niobato di litio come materiale di costruzione, si è voluto sfruttare l'alto indice di rifrazione e le sue eccellenti proprietà EO, senza dimenticare quanto sia ricercata la sua *non linearità* del secondo ordine¹, non comune in altri

¹ La non linearità del secondo ordine è usata nei convertitori di frequenza, interruttori ultraveloci, nonché sorgenti a singolo fotone per la tecnologia quantistica.

materiali centro-simmetrici ma al momento più affermati come il silicio (con relativa piattaforma SOI).

- b) Grazie poi alla nuova tecnologia qui utilizzata in *film sottile* (che ha aperto le porte della fotonica a LN [24], con relativa piattaforma LNOI) si è anche visto che attualmente è possibile costruire modulatori elettro-ottici in LN perfettamente integrati in tecnologia CMOS [10, 11]; che rispetto agli EOM in silicio hanno il vantaggio di sfruttare l'effetto EO invece dell'effetto *plasma* usato nel Si, che tradotto in termini di tempo di risposta del modulatore al segnale di modulazione significa un tempo molto più breve (passando dai femtosecondi ai nanosecondi) e quindi una modulazione a velocità superiori.
- c) Riguardo alle guide d'onda la scelta si è indirizzata verso il processo di scambio protonico (invece di usare guide *rib*¹ in LN [25] o soluzioni ibride LN con Si), perché si è preferito utilizzare una tecnologia *a basso costo* e consolidata [26].
- d) In particolare, è stata usata una tecnica recente di PE [3, 12, 27] che è stata indicata con "*fast*" PE per distinguerla da quella classica, che richiede tempi molto più brevi e temperature più basse di scambio protonico. Questa tecnica rispetto alla tecnologia tradizionale PE è ancora più economica, con l'ulteriore vantaggio di ridurre di molto le perdite (0.2dB/cm) altrimenti elevate². Si sono così ottenute guide d'onda composte da un *film sottile* di LN con una regione superficiale di PE poco profonda, ma sufficiente per creare un *alto contrasto di indice* di rifrazione ($\Delta n_e=0.08$) e un buon confinamento del campo ottico.
- e) In merito poi, al progetto della giunzione a Y, si è cercato di ridurre al minimo l'interasse ($S=11.5\mu\text{m}$) tra i due rami di uscita, per ottenere un migliore accoppiamento con il segnale di modulazione e anche *ridotti consumi*. Infatti, i tradizionali EOM integrati in Ti:LN o PE:LN con ingombri maggiori (più del doppio) e con un campo debolmente guidato (per cui dimensioni modali superiori)

¹ Nelle guide *rib* in LN le perdite sono essenzialmente dovute alla dispersione indotta dalla rugosità superficiale delle guide; la perdita di propagazione della guida d'onda in LN ha una limitazione teorica fino a circa 0.001dB/cm.

² Lo scambio protonico provoca la formazione di una serie complessa di fasi cristallografiche spesso accompagnate da elevate perdite di *scattering* e degradazione dei coefficienti EO e non lineari.

hanno elettrodi metallici che devono essere posti più distanti dalla guida d'onda per poter ridurre le perdite, obbligando ad una tensione pilotata più elevata [29].

- f) Infine, con la progettazione dei tre layout del divisore, in particolare il layout n°3 (col quale si è modellata l'ultima regione di transizione della giunzione a Y attraverso l'uso di una particolare guida curvilinea che ha eliminato qualsiasi discontinuità del profilo), si è perseguito l'importante obiettivo di *minimizzare le perdite* di propagazione.

3.6.2 Obiettivi prefissi e risultati

Scopo di questa tesi è stato quello di progettare una nuova giunzione a Y in LN, che sfruttasse le eccellenti proprietà del niobato di litio senza l'inconveniente dei grossi ingombri, adattandola alle richieste attuali per consentire la sua integrazione in una piattaforma fotonica (SOI, LNOI), come è stato riassunto nel paragrafo precedente.

Per quanto riguarda le dimensioni della giunzione a Y progettata (riportate in Tabella 3.2), l'obiettivo di minimizzare l'ingombro del divisore è stato raggiunto, anche se si ritiene ci siano ancora margini per ridurlo ulteriormente grazie alla *scalabilità* delle tecnologie scelte per la costruzione delle guide (*film sottile* di LN combinata con “*fast proton exchange*”). Da notare che rispetto alle dimensioni delle giunzioni a Y con tecnologia tradizionale Ti:LN o PE:LN, è stato:

- ✓ quasi dimezzato l'interasse ($S=11.5\mu\text{m}$) e l'angolo di diramazione ($\theta=0.5^\circ$),
- ✓ ridotta di un terzo la lunghezza ($L=600\mu\text{m}$) e la larghezza delle guide ($W=1.6\mu\text{m}$),
- ✓ ridimensionato di un quinto lo spessore delle guide d'onda ($T=0.5\mu\text{m}$).

Invece, relativamente alle prestazioni del divisore (sulla base delle simulazioni svolte) i risultati ottenuti sono stati ottimi. La giunzione a Y qui presentata, con guide *singolo-modo* in *film sottile* di LN (configurazione X-CUT e polarizzazione TE) con PE

grazie al nuovo layout disegnato e simulato, ha raggiunto un *excess loss* quasi ideale di 0.003dB (e un coefficiente di trasmissione $T|_{dB}=3.013dB$)¹.

3.6.3 Applicazioni e sviluppi

La giunzione a Y rappresenta la “chiave di volta” in un modulatore EO interferometrico di MZ, che tra i diversi tipi di EOM in LN è quello più frequentemente utilizzato soprattutto per il suo semplice principio di funzionamento. Si basa su una modulazione di ampiezza (del campo) grazie ad una modulazione di fase, ottenuta quest’ultima sfruttando l’effetto EO di LN. In pratica il suo principio di funzionamento, noto come interferometro di Mach-Zehnder (MZI), è possibile solo se le guide sono tutte *singolo-modo*, come nel caso della giunzione a Y qui progettata.

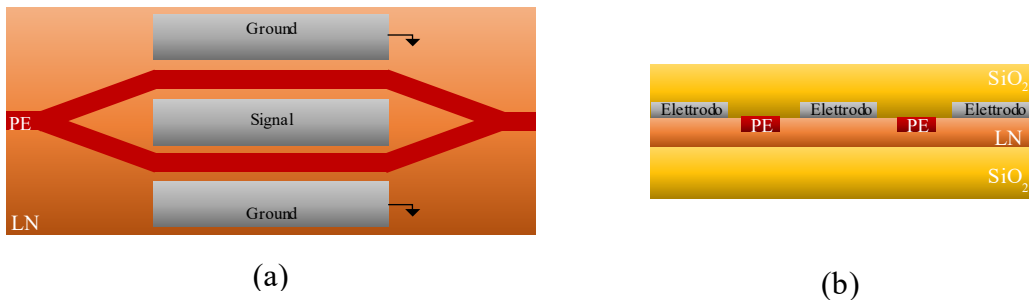


Fig. 3.15: Schema del modulatore EO interferometrico di MZ: (a) vista dall’alto e (b) sezione trasversale.

In un modulatore elettro-ottico interferometrico di Mach-Zehnder (Fig. 3.15) la sezione iniziale è rappresentata dalla giunzione a Y ed ha il compito di dividere la potenza esattamente a metà tra i due rami di EOM. Semplificando, su uno dei due rami viene dunque applicata una tensione pilota (V) attraverso il posizionamento di elettrodi, che induce una variazione di indice di rifrazione nella guida (grazie all’effetto EO) da cui si

¹ Da ricordare che vanno in ogni caso considerate anche le perdite (seppure piccole) relative alla presenza della regione PE (per scattering), esaminate nel Capitolo 2.

produce una rotazione di fase del campo (su un ramo rispetto all'altro). Vi è poi una seconda giunzione a Y (*combinatore* di potenza) posta nella sezione finale del modulatore, che ha invece la funzione di combinare i campi (con solo modo fondamentale) presenti nei due rami, generando così un'*interferenza distruttiva* o *costruttiva*, a seconda che i campi siano rispettivamente in opposizione di fase (*dissincroni*) o in fase (*sincroni*). La tensione V capace di generare una differenza di fase tra i due rami pari a π viene denominata *tensione a semionda* indicata di solito con V_π . Ovviamente in questa modulazione OOK (*On Off Key*), lo "0" logico corrisponde ad una tensione pilota $V = V_\pi$ (invece "1" logico per $V = 0$). Nei casi reali di EOM in LN basati su MZI viene di solito utilizzata la configurazione detta *push-pull*, nella quale la tensione pilota V è presente su entrambi i rami (con verso opposto ma il principio è lo stesso).

Si intuisce che la tensione V_π è un parametro fondamentale, esso è influenzato da molti fattori tra cui cercare un compromesso. Ridurre la larghezza e profondità delle guide d'onda oltre che diminuire la distanza di separazione tra i bracci della giunzione/modulatore (come è stato qui fatto), migliorano certamente l'efficienza di accoppiamento tra effetto EO e segnale di modulazione. Infatti, V_π è direttamente proporzionale alla distanza che intercorre tra gli elettrodi, senza però dimenticare che posizionare gli elettrodi troppo vicini alla guida significa anche aumentare le perdite di propagazione (perdite ohmiche¹). Poi essendo V_π inversamente proporzionale alla lunghezza degli elettrodi (L_e), si può decidere di aumentare il livello di integrazione di EOM progettando un modulatore più piccolo al costo di una V_π maggiore oppure decidere di minimizzare la *tensione a semionda* a scapito di una maggiore lunghezza [30]. Spesso si utilizza come parametro di confronto di un modulatore il prodotto ottimizzato $V_\pi L_e$.

Allo stato dell'arte sono stati presentati EOM di MZ in LN: con guide *rib* [11] ad elevate prestazioni con una $V_\pi = 1.4\text{V}$ e $L_e = 20\text{mm}$ (larghezza di banda di 3 dB di circa 45 GHz ed $ER \approx 30\text{dB}$). Poi EOM che hanno guide *ibride* Si/LN [10] con $V_\pi = 5.1\text{V}$ e $L_e = 5\text{mm}$ e guide PE [3, 4] con $V_\pi L_e = 10.2\text{Vcm}$ (come quelle qui utilizzate).

¹ Le perdite ohmiche dipendono dalla conducibilità che caratterizza ciascun materiale e rappresentano una perdita (dissipazione) dovuta alla conversione di energia elettromagnetica in energia termica.

Purtroppo per questioni di tempo non si è potuto espandere questo lavoro progettando e simulando anche il modulatore, perché si è preferito dare maggiore attenzione alla progettazione della giunzione a Y e delle guide di cui è composta, cercando di esaminare tutti gli aspetti che la riguardano ma soprattutto di perfezionare il suo layout.

La giunzione a Y è stata progettata con l'intento di avere basse perdite e dimensioni ridotte tali da soddisfare le richieste attuali relative alla costruzione di nuovi modulatori EO a *banda larga e ultracompatti* per PIC in *film sottile* di LN [30] ed inoltre quello di proporre un *design* flessibile che fosse adattabile alle diverse metriche di progetto di un EOM (come si è visto precedentemente).

La fotonica integrata a *film sottile* LN sembra aver riconquistato in pochi anni il favore di molti, visto il numero in crescita di lavori che vengono presentati (principalmente sulla modulazione EO *ultraveloce* e conversione *non lineare* di frequenza). La piattaforma LNOI diviene sempre più competitiva e ricercata, perché offre delle soluzioni a problemi difficilmente superabili con altri materiali al momento più affermati in fotonica come il silicio; al contrario del quale, LN presenta dei limiti relativi alla generazione della luce (solo in parte compensati tramite il drogaggio con *Erbio*).

Forse in futuro, se si vuole continuare a rispettare la legge di Moore¹, bisognerà indirizzarsi verso soluzioni eterogenee che offrono maggiori chance di realizzare nuovi PIC sempre più densamente integrati e velocità superiori di calcolo ottico (con ulteriore vantaggio di ridotti consumi energetici e perfetta compatibilità con le reti di comunicazione ottica).

Sicuramente, per quanto riguarda il niobato di litio, la sfida maggiore consisterà nella ricerca di guide d'onda di alta qualità che finalmente possano sfruttare a pieno le sue potenzialità, da tutti riconosciute e apprezzate ma che finora, nonostante sia passato quasi un secolo dalla sua scoperta, sono rimaste in parte inesprese.

¹ La prima legge di Moore, che si basa su un'osservazione empirica, sostiene che la complessità di un microcircuito (misurata ad esempio tramite il numero di *transistor* per *chip*), raddoppia ogni 18 mesi.

Appendice A

Finite Difference Beam Propagation Method (FD-BPM)

Per la modellizzazione della propagazione del campo ottico all'interno del circuito si è utilizzato la nota tecnica della propagazione dei fasci *Beam Propagation Method* [20, 21] con il metodo delle *Finite Difference* [31], più conosciuta col suo acronimo FD-BPM (implementata nel simulatore OptiBPM). Si tratta di una delle tecniche più potenti per studiare la propagazione soprattutto in guide d'onda variabili assialmente come accoppiatori direzionali, splitter e guide curvilinee o affusolate in genere. Si basa sull'approssimazione parassiale, cioè che la luce viaggia quasi tutta lungo la direzione dell'asse ottico del dispositivo e che varia lentamente in direzione parassiale [21].

Grazie alla natura del campo (che ha componenti longitudinali trascurabili rispetto a quelle trasversali) si può dunque ricondurre il problema vettoriale con buona approssimazione ad un problema di tipo scalare. Qui verrà illustrato il metodo per il caso q-TE che è quello considerato in questa tesi (comunque per il caso q-TM si procede analogamente). Si inizia dalle equazioni di Maxwell per giungere all'equazione di Helmholtz scalare bidimensionale:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + (\nabla_t^2 + k_0^2 n_{eff}^2) \right] E = 0 \quad (\text{A.1})$$

dove si è posto: $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$; $\nabla_t^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2}$; e tralasciato il pedice x del campo per semplificare ($E = E_x$).

Il BPM è valido anche nel caso 3D (tridimensionale), ma qui si tratterà solo il caso bidimensionale perché solitamente durante la progettazione la struttura viene prima ridotta in 2D con il calcolo dell'indice di rifrazione efficace, sia manuale con il metodo ERI (*Effective Refractive Index*) per strutture semplici (o nella prima fase di progettazione), che con calcolatori numerici attraverso vari metodi come il FEM (*Finite Element Method*) [28] o FD (*Finite Difference*). Qui è stato usato il solutore OptiMode di OptiBPM con metodo FD.

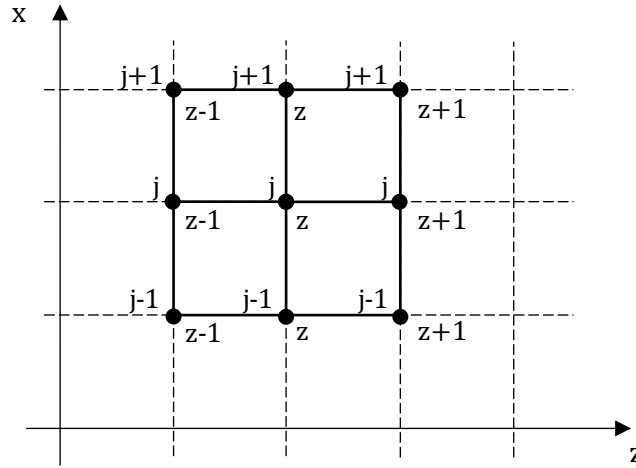


Fig. A.1: Discretizzazione del piano x, z

Si estrae il termine di fase che varia lentamente, scrivendo il campo come:

$$E(x, z) = e(x, z) \exp(-jk_0 n_0 z) \quad (\text{A.2})$$

Il metodo FD-BPM si basa sulla diretta discretizzazione dell'equazione d'onda scalare, supponendo una dipendenza armonica come in (A.2). Si ricava:

$$-2jk_0 n_0 \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + k_0^2 (n(x, z)_{eff}^2 - n_0^2) E(x, z) \quad (\text{A.3})$$

Per la discretizzazione dell'equazione (A.3) è stato utilizzato lo schema di Crank-Nicholson, che è basato sulle differenze centrate (Fig. A.1).

Lo schema di Crank-Nicholson garantisce una stabilità incondizionata e pur essendo uno schema implicito non richiede una eccessiva quantità di calcoli per essere risolto. Si possono scrivere le discretizzazioni (Fig. A.1) come [31]:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{E_j^{z+1} - E_j^z}{\Delta z}$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{E_{j+1}^{z+1} - 2E_j^{z+1} + E_{j-1}^{z+1}}{2(\Delta x)^2} + \frac{E_{j+1}^z - 2E_j^z + E_{j-1}^z}{2(\Delta x)^2}$$

$$E = E_j^{z+1} + E_j^z$$

e sostituendo nell'equazione (A.3) si ottiene:

$$(E_{j+1}^{z+1} + E_{j-1}^{z+1}) + b_j E_j^{z+1} = -(E_{j+1}^z + E_{j-1}^z) + d_j E_j^z \quad (\text{A.4})$$

in cui:

$$b_j = -2 + k_0^2 (n_{eff}^2(x, z) - n_0^2) (\Delta x)^2 + \frac{j4k_0 n_0 (\Delta x)^2}{\Delta z}$$

$$d_j = +2 - k_0^2 (n_{eff}^2(x, z) - n_0^2) (\Delta x)^2 + \frac{j4k_0 n_0 (\Delta x)^2}{\Delta z}$$

Dalla equazione (A.4) si può vedere che il sistema è *tridiagonale*¹, facilmente risolvibile, che non richiede l'inversione completa della matrice [20].

Dovendo simulare un dominio infinito (in direzione x) attraverso una finestra di calcolo finita, occorre dunque imporre le *condizioni al contorno*.

L'approccio convenzionale delle tecniche alle differenze finite consiste nell'imporre l'annullamento della incognita e delle sue derivate sulla linea di confine di calcolo, che significa imporre la conservazione dell'energia all'interno della finestra di calcolo. Questo però implica che l'energia anziché fuoriuscire dai bordi viene riflessa nel suo interno. Per evitare tale inconveniente si può ricorrere alle *condizioni al contorno trasparenti* TBC (*Transparent Boundary Conditions*).

La conservazione dell'equazione differenziale di partenza è il requisito principale su cui si basa il TBC [32]. L'equazione (A.3) gode della seguente proprietà in una regione sufficientemente distante dall'origine ($\lim_{|x| \rightarrow \infty} E = 0$) :

$$\frac{d}{dz} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} |E|^2 dx \right) = 0 \quad (\text{A.5})$$

che rappresenta la conservazione dell'energia su tutto il dominio di integrazione. Se invece si considera solo la finestra di calcolo (x_r, x_l), si ricava che:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \left(\int_{x_r}^{x_l} |E|^2 dx \right) &= jC \left[\frac{\partial E}{\partial x} E^* - \frac{\partial E^*}{\partial x} E \right]_{x_r} - jC \left[\frac{\partial E}{\partial x} E^* - \frac{\partial E^*}{\partial x} E \right]_{x_l} = \\ &= F_r + F_l \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

con $C = j/2k_0 n_0$.

Considerando il secondo membro della (A.6): il primo termine rappresenta l'energia netta che entra (se positivo) oppure esce (se negativo) dal contorno destro della finestra

¹ Una matrice *tridiagonale* è una matrice quadrata che ha solo valori nulli tranne gli elementi della diagonale, della prima sovra-diagonale e della prima sotto-diagonale.

di calcolo per valore unitario di Δz , mentre il secondo termine rappresenta l'energia che entra o esce dal contorno sinistro.

Il principio su cui si basa la TBC consiste nell'accoppiare in modo opportuno l'energia che esce dai contorni a delle *onde piane* (con direzione perpendicolare ai contorni) le quali trasportano energia fuori dalla finestra di calcolo. Per cui considerando l'andamento del campo rispetto all'asse x in prossimità dei bordi si ipotizza che:

$$E(z, x \approx x_l) = E_l(z) \exp(-jk_{x_l}(z)x) \quad (\text{A.7})$$

$$E(z, x \approx x_r) = E_r(z) \exp(jk_{x_r}(z)x) \quad (\text{A.8})$$

dove $E_l(z)$, $E_r(z)$, k_{x_l} , k_{x_r} sono delle funzioni complesse. Per il momento verranno considerate arbitrarie. Se si sostituisce le equazioni (A.7) e (A.8) nella (A.6) si ha:

$$F_r = -2C |E(z, x_r)|^2 \Re(k_{x_r})$$

$$F_l = -2C |E(z, x_l)|^2 \Re(k_{x_l})$$

Il fatto che questi flussi siano effettivamente entranti o uscenti, dipende dal segno di $\Re(k_{x_l})$ e $\Re(k_{x_r})$; per cui si può scrivere che affinché le *onde piane* associate siano uscenti deve accadere che:

$$\Re(k_{x_l}) \geq 0$$

$$\Re(k_{x_r}) \geq 0$$

Si comprende che con questa scelta vengono esclusi a priori i flussi entranti e si ipotizza dunque l'esistenza di soli flussi uscenti. Questa approssimazione rispecchia quello che in pratica accade nella realtà dei casi. Inoltre, l'errore di calcolo che si commetterebbe

considerando le riflessioni, sarebbe assai maggiore rispetto alla suddetta approssimazione. Ci sono ancora i termini incogniti k_{xl} e k_{xr} da calcolare. Alla sezione $z = z_n$, i due termini si possono calcolare mediante il rapporto di due campioni successivi del campo che si trovano in prossimità del bordo:

$$\exp(jk_{xl}(z_n)\Delta x) = \frac{E_0^n}{E_1^n} \quad (\text{A.9})$$

$$\exp(jk_{xr}(z_n)\Delta x) = \frac{E_M^n}{E_{M-1}^n} \quad (\text{A.9})$$

Le equazioni (A.9) determinano le parti immaginarie di k_{xl} e k_{xr} , mentre le parti reali sono determinate a meno di multipli interi di $2\pi/\Delta x$ (affinché abbia un senso è stata limitata la variazione di fase di E , passando da un punto al successivo, ad un salto di $\pi/2$). Infine, dopo aver calcolato k_{xl} e k_{xr} occorre verificare che la loro parte reale sia positiva e se non lo è allora bisogna imporre che:

$$\Re(k_{xl}) = 0$$

$$\Re(k_{xr}) = 0$$

Poiché si è utilizzato un metodo implicito, non sono noti i campioni da cui ricavare k_{xl} e k_{xr} nella sezione di calcolo in corso, per cui si utilizzano i campioni ottenuti nella sezione precedente e, dopo aver effettuato il calcolo di volta in volta si ridefiniscono i valori sul contorno per soddisfare meglio le condizioni al contorno.

Il BPM è un algoritmo incondizionatamente stabile, per cui si ottengono sempre dei risultati accettabili. Ma affinché questi risultati abbiano anche un certo livello di accuratezza, è necessario esaminare con attenzione i modelli e le impostazioni di *mesh* utilizzate nelle procedure numeriche.

In molti casi di interesse, il campo si scompone nella sommatoria di modi q-TE e q-TM che possono essere studiati scalarmente, per cui considerare l'equazione d'onda scalare è un'approssimazione giustificata (se il mutuo accoppiamento dei modi è anch'esso trascurabile). L'approssimazione poi, di trascurare il campo riflesso è anche questa accettabile se non vi sono bruschi salti di indice di rifrazione lungo l'asse di propagazione z (oppure insidiose riflessioni periodiche che si sommino coerentemente come nel caso di un reticolo).

Gli unici limiti del BPM sono che viene eseguito interamente nel dominio della frequenza (quindi possono essere modellate solo le deboli non linearità) e che si presume un'approssimazione parassiale del campo (ovvero che la maggior parte della luce viaggi lungo un asse ottico del dispositivo) [21].

Bibliografia

- [1] H. Jung, “An Integrated Photonic Electric-Field Sensor Utilizing a 1×2 YBB Mach-Zehnder Interferometric Modulator with a Titanium-Diffused Lithium Niobate Waveguide and a Dipole Patch Antenna”, *Crystals*, v. 9, n. 9, art. 459, Sept 2019.
- [2] P. Rabiei, J. Ma, S. Khan, J. Chiles, S. Fathpour, “Heterogeneous lithium niobate photonics on silicon substrates”, *Opt. Exp.*, v. 21, n. 21, pp. 25573–25581, Oct 2013.
- [3] L. Cai, R. Kong, Y. Wang, H. Hu, “Channel waveguides and Y-junctions in x-cut single-crystal lithium niobate thin film”, *Opt. Exp.*, v. 23, n. 22, pp. 29211–29221, Nov 2015.
- [4] H. Han, B. Xiang, T. Lin, G. Chai, S. Ruan, “Design and Optimization of Proton Exchanged Integrated Electro-Optic Modulators in X-Cut Lithium Niobate Thin Film”, *Crystals*, v. 9, n. 11, art. 549, Oct 2019.
- [5] Y. Wang, Z. Chen, H. Hu, “Analysis of Waveguides on Lithium Niobate Thin Films”, *Crystals*, v. 8, n. 5, art. 191, Apr 2018.
- [6] A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*, 5 ed., New York, Oxford University Press, 1997.
- [7] Jia-Ming Liu, *Photonic Devices*, 1 ed., New York, Cambridge University Press, 2005.
- [8] G. Ghione, *Semiconductor Devices for High-Speed Optoelectronics*, 1 ed., New York, Cambridge University Press, 2009.
- [9] A. Rao, and S. Fathpour, “Heterogeneous Thin-Film Lithium Niobate Integrated Photonics for Electrooptics and Nonlinear Optics”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, v. 24, n. 6, pp. 1–12, art.8200912, Nov 2018.

- [10] P. Weigel, J. Zhao, K. Fang, H. Al-Rubaye, D. Trotter, D. Hood, J. Mudrick, C. Dallo, A. Pomerene, A. Starbuck, C. DeRose, A. Lentine, G. Rebeiz, and S. Mookherjea, "Bonded thin film lithium niobate modulator on a silicon photonics platform exceeding 100 GHz 3-dB electrical modulation bandwidth", *Opt. Exp.*, v. 26, n. 18, pp. 23728–23739, Sept 2018.
- [11] C. Wang, M. Zhang, X. Chen et al, "Integrated lithium niobate electro-optic modulators operating at CMOS-compatible voltages", *Nature*, v. 562, n. 7725, pp. 101–104, Sept 2018.
- [12] L. Cai, Y. Kang, H. Hu, "Electric-optical property of the proton exchanged phase modulator in single-crystal lithium niobate thin film", *Opt. Exp.*, v. 24, n. 5, pp. 4640–4647, Mar 2016.
- [13] J. Nikolopoulos, G. L. Yip, "Accurate modeling of the index profile in annealed proton-exchanged LiNbO₃", *Proc. SPIE*, v. 1583, *Integrated Optical Circuits*, pp. 71–82, Dec 1991.
- [14] E. Y. B. Pun, K. K. Loi, P. S. Chung, "Experimental studies of proton-exchanged waveguides in Lithium Niobate using toluic acid", *Proc. SPIE*, v. 1583, *Integrated Optical Circuits*, pp. 64–70, Dec 1991.
- [15] J.L. Jackel, "Proton exchange: past, present, and future", *Proc. SPIE*, v. 1583, *Integrated Optical Circuits*, pp. 54–63, Dec 1991.
- [16] L. Cai, S. L. H. Han, H. Hu, "Waveguides in single-crystal lithium niobate thin film by proton exchange", *Opt. Exp.*, v. 23, n. 2, pp. 1240–1248, Jan 2015.
- [17] W. J. Westerveld, S. M. Leinders, K. W. A. van Dongen, H. P. Urbach, and M. Yousefi, "Extension of Marcatali's Analytical Approach for Rectangular Silicon Optical Waveguides", *Journal of Lightwave Technology*, v. 30, n. 14, pp. 2388–2401, Jul 2012.
- [18] E. Strake, G.P. Bava, and I. Montrosset, "Guided Modes of Ti:LiNbO₃ Channel Waveguides: a Novel Quasi-Analytical Technique in Comparison with the Scalar Finite Element Method", *Journal of Lightwave Technology*, v. 6, n. 6, pp. 1126–1135, Jun 1988
- [19] S. Selleri, L. Vincetti, A. Cucinotta, *Componenti ottici e fotonici*, 1 ed., Fano, Esculapio, 2012.

- [20] P. Bassi, G. Bellanca, G. Tartarini, *Propagazione ottica libera e guidata*, 2 ed., Bologna, Clueb, 1999.
- [21] Optiwave Systems Inc., OptiBPM, URL <https://optiwave.com/optibpm-manuals/bpm-differential-equations-of-bpm/>
- [22] M. S. Wartak, *Computational Photonics*, 1 ed., New York, Cambridge University Press, 2013.
- [23] G. Singh, A.K. Sirohi, S. Verma, “Estimation of the performance of a 3-dB Y-junction optical coupler with a channel profile of proton-exchanged lithium niobate”, *Phys. Wave Phen.* v. 21, pp.201–206, Aug 2013.
- [24] Y. Qi, and Y. Li, “Integrated lithium niobate photonics”, *Nanophotonics*, v. 9, n. 6, pp. 1287–1320, Apr 2020.
- [25] R. Wu, M. Wang, J. Xu, J. Qi, W. Chu, Z. Fang, J. Zhang, J. Zhou, L. Qiao, Z. Chai, J. Lin, Y. Cheng, “Long Low-Loss-Litium Niobate on Insulator Waveguides with Sub-Nanometer Surface Roughness”, *Nanomaterials*, v. 8, n. 11, pp. 910, Nov 2018.
- [26] J. L. Jackel, C. E. Rice and J. J. Veselka, “Proton Exchange for High-Index Waveguides in LiNbO₃”, *Applied Physics Letters*, v. 41, n. 7, pp. 607–608, Nov 1982.
- [27] A. Rao, and S. Fathpour, “Compact Lithium Niobate Electrooptic Modulators”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, v. 24, n. 4, art. 3400114, Aug 2018.
- [28] K. Okamoto, *Fundamentals of Optical Waveguides*, 2 ed., Oxford, Elsevier Academic Press, 2006.
- [29] D. Janner, D. Tulli, M. García-Granda, M. Belmonte, V. Pruneri, “Microstructured integrated electro-optic LiNbO₃ modulators”, *Laser & Photonics Reviews*, v. 3, n. 3, pp. 301–313, Apr 2009.
- [30] A. Honardoost, R. Safian, A. Rao, S. Fathpour, “High-speed modeling of ultracompact electrooptic modulators”, *Journal of Lightwave Technology*, v. 36, n. 24, pp. 5893–5902, Dec 2018.

- [31] R. Accornero, M. Artiglia, G. Coppa, P. Di Vita, G. Lapenta, M. Potenza, P. Ravetto, “Finite difference methods for the analysis of integrated optical waveguides”, *Electronics Letters*, v. 26, n. 23, pp. 1959–1960, Nov 1990.
- [32] G. Ronald Hadley, “Transparent boundary condition for beam propagation”, *Opt. Lett.*, v. 16, n. 9, pp. 624–626, May 1991.

Ringraziamenti

Desidero ringraziare i miei genitori, i miei due fratelli e la mia fidanzata, per non avermi fatto mai mancare il loro sostegno.