

POLITECNICO DI MILANO  
Facoltà di Ingegneria dell'Informazione - Milano Leonardo  
Laurea Specialistica in Ingegneria delle Telecomunicazioni



STUDIO DELL'EFFICIENZA  
DI UN ACCOPPIATORE PLASMONICO  
IN GUIDA D'ONDA A STRISCIA

Relatore : Chiar.mo Prof. Gian Guido GENTILI  
Correlatore : Ing. Silvia M. PIETRALUNGA

Tesi di Laurea di:  
Marco Paolo BOLZONI  
matricola 739760

Anno Accademico 2011-2012

# Indice

Riassunto	1
Introduzione	4
<b>1 I polaritoni plasmonici</b>	<b>7</b>
1.1 I modi plasmonici di superficie . . . . .	7
1.2 Geometrie e modi all'interfaccia metallo dielettrico . . . . .	11
1.2.1 Modi interfaccia singola . . . . .	13
1.2.2 Modi a doppia interfaccia . . . . .	15
<b>2 Le guide plasmoniche a striscia</b>	<b>19</b>
2.1 Guide a strip simmetriche . . . . .	20
2.1.1 Il modo fondamentale $ss_b^0$ . . . . .	22
2.1.2 I modi di ordine superiore . . . . .	26
2.2 Guide a strip asimmetriche . . . . .	27
2.2.1 Studio del cutoff del modo fondamentale . . . . .	29
<b>3 Accoppiamento plasmonico</b>	<b>32</b>
3.1 Teoria dell'accoppiamento . . . . .	32
3.1.1 Prisma di accoppiamento . . . . .	33
3.1.2 Grating di accoppiamento . . . . .	34
3.2 Accoppiamento in guide slab . . . . .	35
3.2.1 Studio dell'accoppiatore 2D al variare di lunghezza d'onda e periodo . . . . .	40
<b>4 Accoppiamento in guide plasmoniche a strip</b>	<b>43</b>
4.1 La struttura di accoppiamento . . . . .	43

---

4.2	Studio della struttura . . . . .	45
4.2.1	Studio in lunghezza d'onda con waist $2\mu m$ . . . . .	46
4.2.2	Studio al variare del waist . . . . .	47
<b>A</b>	<b>Analisi 3D mediante simulatore Comsol</b>	<b>49</b>
A.1	Definizione del problema e della geometria . . . . .	49
A.2	Definizione dei parametri e dei materiali . . . . .	51
A.3	L'analisi elettromagnetica di rifrazione . . . . .	53
	<b>Conclusioni</b>	<b>49</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>58</b>
	<b>Elenco delle figure</b>	<b>61</b>

# Riassunto / Abstract

## Lingua Italiana

Nel corso degli ultimi dieci anni la Plasmonica è divenuta uno dei più importanti campi di ricerca della Nanofotonica. La Plasmonica si basa sull'interazione tra la radiazione elettromagnetica e gli elettroni di conduzione delle superfici metalliche. Tale interazione, in particolari condizioni, genera un'onda propagante all'interfaccia tra il metallo ed il dielettrico.

Tali tipologie di onde sono chiamate Polaritoni Plasmonici di Superficie (SPP). La possibilità di integrare la Nanofotonica con la Nanoelettronica è stato uno dei principali motivi di interesse della comunità scientifica. A tal proposito occorre lo sviluppo di guide d'onda ed accoppiatori in ingresso ed uscita efficienti.

Lo sviluppo di accoppiatore efficienti rappresenta uno dei più importanti problemi da risolvere. In particolare lo sviluppo di strutture in grado di accoppiare lateralmente il fascio incidente aprirebbe la strada a geometrie 2D e 3D più complesse ed interessanti. Il nostro lavoro è focalizzato sull'accoppiamento laterale 3D in guida d'onda a striscia.

Nella prima parte del nostro lavoro sono presentate le caratteristiche delle guide plasmoniche. In particolare è stato realizzato uno studio sulla condizione di cut-off delle guide a striscia, evidenziando come esso dipenda quasi esclusivamente dall'asimmetria dovuta al differente indice di rifrazione tra il dielettrico del substrato e quello del superstrato. E' stato dimostrato che questo aspetto limita la propagazione ad una regione di parametri fisici piuttosto limitata. La seconda parte riguarda lo studio dell'accoppiamento in guida d'onda. In prima istanza è presentata una geometria bidimensionale sulla quale sono stati eseguiti degli studi al variare dei suoi parametri caratteristici.

Da questi studi è emerso che tale configurazione mostra delle caratteristiche in-

teressanti in termini di banda. Nella parte finale di questo lavoro è presentata una struttura di accoppiamento tridimensionale in guida d'onda a striscia. Gli studi effettuati evidenziano come questa struttura mantenga delle proprietà interessanti, sebbene abbia un'efficienza di accoppiamento inferiore rispetto al caso bidimensionale.

## English Language

During last 10 years Plasmonics has developed as one of the most important fields of Nanophotonics. Plasmonics is based on the interaction between electromagnetic and conduction electrons at metallic interfaces. This interaction, under particular conditions, creates a propagating wave confined at the interface between metal and dielectric. Such kinds of waves have been named Surface Plasmon Polaritons (SPP).

One of the main reasons of the researchers' interest in SPP was due to the possibility to integrate Nanophotonics and Nanoelectronics fields. At first efficient plasmonics waveguides and efficient couplers have to be created.

Efficient coupling of electromagnetic field in plasmonic waveguides is one of the most important problem that has to be solved. In particular it's interesting to find an efficient broadside coupler which could open the way to more complex 2D and 3D geometries. In this way our work is focused on 3D broadside coupling in plasmonic strip waveguides. In the first part the study of plasmonics waveguides is performed. In particular a systematic analysis of the cutoff condition for SPP in strip waveguide is presented.

The main effect considered is the asymmetry due to the mismatch between the upper and lower cladding. It is shown also that for this reason the propagation is limited to narrow region of physical parameters. In the second part the issue of optical coupling into plasmonic strip waveguide modes is addressed. Namely, first a 2D in-coupling configuration is studied by the variation of its physical parameters and the coupling efficiency is analyzed.

It is shown that this structure has some interest bandwich properties in order to its future application. In the end an innovative 3D in-coupling configuration is proposed and studied. It is shown that such proposed structure has an efficiency

smaller than 2D configuration due to some geometrical differences, even if it maintains many interesting properties for future developers.

# Introduzione

Lo studio delle onde plasmoniche, denominato plasmonica, è nato in campo fisico con la generazione e la propagazione di onde dovute all'eccitazione collettiva degli elettroni causata dall'azione di un campo elettromagnetico all'interfaccia metallo-dielettrico.

Il risultato di questa interazione tra il campo elettromagnetico e la materia è un'onda elettromagnetica confinata tra i due mezzi, che propaga all'interfaccia tra essi. Questa onda propagante è chiamata SPP (*Surface Plasmon Polariton*) o plasmone.

I progressi degli ultimi dieci anni nell'ambito della nanofotonica e della nanoelettronica hanno permesso uno sviluppo di questi studi. Il plasmone, infatti, ha l'interessante proprietà di possedere una lunghezza d'onda caratteristica  $\lambda_{SPP}$  minore rispetto a quella dell'eccitazione elettromagnetica che lo ha generato  $\lambda_0$ . Questo fatto ha suscitato notevole interesse nella comunità scientifica in diverse aree di ricerca, tra cui l'ottica, le scienze dei materiali, la biologia e, recentemente, la nanofotonica e la nanoelettronica.

Le caratteristiche di elevato confinamento del plasmone, comparabili con le dimensioni dei componenti nanoelettronici come i nano-FET, hanno suscitato il particolare interesse degli studiosi di ottica ed elettronica dal momento che è stata vista la possibilità di integrare componenti ottici ed elettronici sugli stessi circuiti, permettendo una velocità ed una flessibilità senza precedenti.

E' noto come gli attuali componenti dell'ottica come le fibre e le guide possiedano caratteristiche eccellenti per il trasporto dei segnali con capacità enormi in confronto alle tradizionali interconnessioni in rame, e che, nello stesso tempo, essi abbiano dimensioni molto maggiori dei componenti elettronici.

Questa differenza di dimensioni ha fatto in modo che l'ottica e l'elettronica si sviluppassero in modo separato e distinto, sebbene entrambe le discipline si

occupino del trasporto e dell'elaborazione dei dati.

Una soluzione per aggirare questo naturale ed inevitabile problema è quella di convertire la luce in SPP. Le peculiarità di queste onde hanno determinato la nascita e lo sviluppo di una classe di componenti circuitali plasmonici [1] [2] [3], denominati *subwavelength components*.

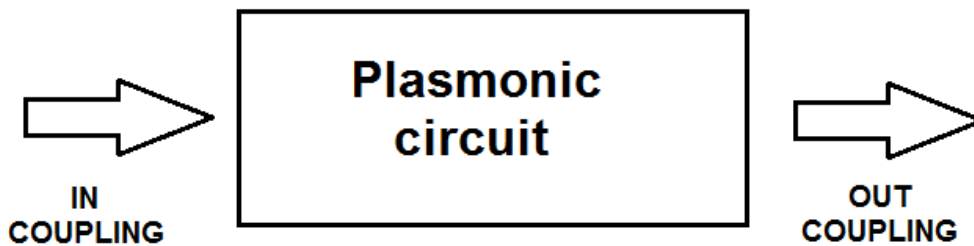


Figura 1: Schema concettuale base per l'utilizzo di un circuito plasmonico.

Uno schema concettuale per l'utilizzo dei circuiti plasmonici è rappresentato in Figura 1. Per applicare lo schema in figura 1 occorrono dispositivi in grado di convertire la luce uscente da una fibra o una guida ottica in un'onda plasmonica (IN-COUPLING) e viceversa (OUT-COUPLING). Occorrono altresì guide plasmoniche in grado di trasportare in modo efficiente l'informazione all'interno del circuito.

Il nostro lavoro riguarda l'accoppiamento in guida d'onda a striscia, dal momento che tali guide rivestono una notevole importanza ai fini applicativi. Nella prima parte saranno presentate le diverse tipologie di guide d'onda plasmoniche. Nella seconda parte del lavoro saranno analizzate le diverse strutture per l'accoppiamento e, in particolare, sarà proposto un innovativo accoppiatore 3D di un fascio gaussiano in una tali guide.

Il primo capitolo descrive le caratteristiche delle onde plasmoniche di superficie, illustrandone alcune semplici ed ideali strutture propagative.

Il secondo capitolo consiste in una trattazione articolata della propagazione in guide plasmoniche a striscia. Queste sono state ampiamente trattate dalla letteratura degli ultimi anni [4] [5] [6]. Sarà introdotto il concetto di modo fondamentale



di propagazione elettromagnetica in queste strutture e saranno analizzate le sue proprietà. L'ultima parte del capitolo riguarda il nostro contributo in materia; sarà infatti analizzata una particolare, ma ricorrente, non idealità di queste guide ed il suo effetto sul modo fondamentale di propagazione [7] [8].

Il terzo capitolo è un'analisi delle differenti strategie di accoppiamento in guida plasmonica. In particolare sarà introdotto una particolare geometria di accoppiatore per le guide bidimensionali (guide a slab). A tal proposito in letteratura esistono diversi casi di accoppiatori bidimensionali con prestazioni discretamente performanti [9] [10] [11] [12] [13] [14] [15].

Il nostro contributo consiste nell'analisi di tale accoppiatore al variare di alcuni parametri caratteristici della struttura.

Il quarto ed ultimo capitolo riguarda l'analisi effettuata su di un'accoppiatore per una guida a striscia. A riguardo di tale problematica, intrinsecamente tridimensionale, i contributi in letteratura sono esigui. Sarà, quindi, da noi proposta una struttura di accoppiamento, e saranno analizzate le difficoltà incontrate nel simularla. Infine, nella parte finale del capitolo, saranno discussi e analizzati i risultati ricavati da questo studio.

# Capitolo 1

## I polaritoni plasmonici

In questo capitolo sono introdotti i modi plasmonici di superficie, caratteristici della propagazione elettromagnetica all'interfaccia tra un materiale metallico ed un dielettrico. Nella prima parte è spiegata l'origine di tale fenomeno partendo dalle equazioni di Maxwell. La descrizione procede introducendo le geometrie a singola interfaccia metallo-dielettrico e a doppia interfaccia dielettrico-metallo-dielettrico.

### 1.1 I modi plasmonici di superficie

Sono note dalle equazioni di Maxwell le relazioni che legano tra di loro campi elettrici e magnetici variabili nel tempo

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1.1a)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_{ext} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (1.1b)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_{ext}, \quad (1.1c)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (1.1d)$$

Una trattazione completa della propagazione elettromagnetica necessita delle relazioni costitutive del mezzo, quali

$$\nabla \cdot \vec{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}. \quad (1.2)$$

$$\vec{J} = \rho \vec{E} \quad (1.3)$$

Le relazioni 1.2 e 1.3 sono note rispettivamente come principio di conservazione della carica e legge di Ohm. La prima mette in relazione la densità di corrente con la densità di carica in un volume  $V$ , mentre la seconda relazione lega in modo lineare un generico campo elettrico  $E$  con la densità di corrente  $J$ . Considerando di lavorare in un materiale, per cui si possono considerare nulli i contributi dovuti alla densità di carica e di corrente, le equazioni di Maxwell possono essere riscritte in forma puntuale come:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1.4a)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (1.4b)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0, \quad (1.4c)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (1.4d)$$

Si elabora ulteriormente le equazioni, ricordando le relazioni che legano rispettivamente  $B$  e  $D$  con  $H$  ed  $E$ . Infatti è noto che  $B = \mu_0 \mu_r H$  e  $D = \epsilon_0 \epsilon_r E$  dove  $\mu_0$  è la permeabilità magnetica del vuoto e  $\epsilon_0$  è la costante dielettrica del vuoto, mentre  $\mu_r$  ed  $\epsilon_r$  sono rispettivamente le costanti magnetica relativa e dielettrica relativa del mezzo. Sviluppando le equazioni in funzione del campo elettrico  $\vec{E}$ , si ottiene:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} \quad (1.5)$$

e applicando la relazione matematica

$$\nabla \times \nabla \times \vec{A} = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} \quad (1.6)$$

in cui  $A$  è un generico vettore, ed si ottiene la formulazione di Helmholtz scritta per un generico mezzo

$$\nabla \left( \frac{1}{\epsilon} \vec{E} \cdot \nabla \epsilon \right) - \nabla^2 \vec{E} = -\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.7)$$

La quantità  $\epsilon = \epsilon(\vec{r}, \omega)$  può dipendere sia dalla posizione nel materiale sia dal-

la frequenza o lunghezza d'onda. Nell'ipotesi di mezzo isotropo, eliminando il termine contenente il gradiente di  $\epsilon$  dall'equazione 1.7, si ottiene

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.8)$$

Si considera, inoltre, di lavorare con funzioni campo elettrico e magnetico per le quali la dipendenza temporale sia racchiusa in un termine sinusoidale esprimibili come  $\vec{E}(r, t) = \vec{E}(r)e^{j\omega t}$  e  $\vec{H}(r, t) = \vec{H}(r)e^{j\omega t}$  per le quali sono valide le rappresentazioni fasoriali. Omettendo quindi i termini dipendenti dal tempo si ottiene:

$$\nabla^2 \vec{E} + k_0^2 \vec{E} = 0 \quad (1.9)$$

L'equazione 1.9 è la formulazione più nota dell'equazione di Helmholtz. Il parametro  $k_0 = \frac{\omega}{c}$  è il vettore di propagazione nel vuoto.

L'indice di rifrazione  $n$  è legato alla costante dielettrica  $\epsilon$  mediante la relazione  $\epsilon = n^2$  e dipendono entrambe dalla frequenza o lunghezza d'onda a cui il mezzo è eccitato. In generale l'indice di rifrazione è una quantità complessa in modo da esprimere anche le perdite del materiale per effetto Joule.

$$\hat{n} = n + jk \quad (1.10)$$

Nei materiali dielettrici la parte immaginaria dell'indice di rifrazione è trascurabile, mentre in generale vale

$$\epsilon = n^2 - k^2 + 2jnk = \epsilon_r + j\epsilon_i \quad (1.11)$$

con  $k$  modulo del vettore d'onda. A questo punto è interessante notare come i materiali abbiano comportamenti differenti a seconda della lunghezza d'onda. In modo particolare i metalli alle frequenze ottiche hanno la parte reale della costante dielettrica minore di zero:

$$\epsilon_r = n^2 - k^2 < 0 \quad (1.12)$$

Si definisce *frequenza di plasma* la frequenza per la quale la parte reale della costante dielettrica è nulla. E' pure possibile ottenere una espressione per questa frequenza e, ricorrendo ad un modello esplicativo della risposta dielettrica

dei materiali, è possibile scrivere l'equazione dell'oscillazione degli elettroni [16] all'interno della materia per effetto del campo elettromagnetico:

$$mx'' + m\gamma x' = -eE \quad (1.13)$$

in cui  $m$  è la massa dell'elettrone e  $\gamma$  è la frequenza di collisione degli elettroni. Considerando una forzante campo elettrico di tipo armonico, è possibile esprimere l'oscillazione  $x(t)$  allo stesso modo, pertanto  $x(t) = x_0 e^{-j\omega t}$ . Si determina la seguente relazione

$$\vec{x}(t) = \frac{e}{m(\omega^2 + j\gamma\omega)} \vec{E}(t) \quad (1.14)$$

Consideriamo anche la relazione  $\vec{P} = -Ne\vec{x}$  quindi unendo alla 1.14 otteniamo

$$\vec{P} = \frac{Ne^2}{m(\omega^2 + j\gamma\omega)} \vec{E} \quad (1.15)$$

ed infine

$$\vec{D} = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + j\gamma\omega}\right) \vec{E} \quad (1.16)$$

dove la quantità  $\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m}}$  è la frequenza di plasma.

Tale frequenza dipende dalle caratteristiche intrinseche del mezzo come densità di elettroni  $N$  per unità di volume, oltre che dalla massa dell'elettrone  $m$  e dalla carica elementare di quest'ultimo  $e$ . Confrontando la relazione dell'induzione elettrica  $D$  dell'equazione 1.16 con la formulazione tradizionale  $D = \epsilon_0 \epsilon_r E$  si ottiene la relazione della funzione dielettrica di un gas di elettroni liberi

$$\epsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + j\gamma\omega} \quad (1.17)$$

IL nostro studio si limita a considerare il caso di  $\omega < \omega_p$  per il quale è predominante la parte reale della funzione dielettrica 1.17, ed è approssimabile con

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p}{\omega} \quad (1.18)$$

Per un regime di più basse frequenze o più alte lunghezze d'onda il metallo ha una costante dielettrica complessa e quindi ha delle perdite. Tali fenomeni sono esprimibili mediante un coefficiente

$$\alpha = \sqrt{\frac{2\omega_p^2\tau\omega}{c^2}} \quad (1.19)$$

da cui se  $\sigma_0 = \omega_p^2\tau\epsilon_0$  otteniamo:

$$\alpha = \sqrt{2\sigma_0\omega\mu_0} \quad (1.20)$$

Il termine  $\tau$  presente nell'espressione è definibile come l'inverso della frequenza di collisione degli elettroni  $\gamma$ , ed è quindi definibile come il tempo medio tra due distinte collisioni.

E' , tuttavia, importante notare che il rapporto inverso di tale coefficiente  $\frac{1}{\alpha}$  è lo spessore di penetrazione dell'effetto pelle.

Un'onda di superficie è definita come un'onda elettromagnetica che si propaga all'interfaccia tra due materiali con ampiezza decadente in modo esponenziale al crescere della distanza dall'interfaccia tra i due mezzi.

Le onde plasmoniche di superficie (SPP) o plasmoni sono quindi onde che si propagano all'interfaccia tra un metallo ed un dielettrico.

La nostra ipotesi è di lavorare con lunghezze d'onda prossime a  $\lambda = 1550nm$  nella terza finestra delle fibre. In questa regione dello spettro il comportamento del metallo è tale da avere una costante dielettrica complessa con parte reale negativa e in modulo maggiore della parte immaginaria. Nello stessa regione dello spettro il dielettrico ha una costante dielettrica  $\epsilon$  reale e positiva.

## 1.2 Geometrie e modi all'interfaccia metallo dielettrico

Le geometrie in questa sezione sono importanti dal punto di vista teorico in quanto ivi sono applicati i concetti già visti nel paragrafo 1.1. Per semplicità si sceglie la costante dielettrica  $\epsilon$  dipendente da una sola coordinata in modo da avere un problema monodimensionale. In particolare l'onda in questione ha la direzione di propagazione lungo l'asse  $z$  e non presenta variazioni spaziali in direzione  $x$ , di conseguenza il piano  $y=0$  è l'interfaccia tra i due materiali ed  $\epsilon$  dipende solo da  $y$ . Sostituendo queste condizioni nell'equazione di Helmholtz 1.9 e considerando il

campo elettrico come  $E(x, y, z) = E(y)e^{i\beta z}$  otteniamo

$$\frac{\partial^2 \vec{E}(y)}{\partial y^2} + (k_0^2 \epsilon - \beta^2) \vec{E} = 0 \quad (1.21)$$

Esplicitando tutte le singole componenti dei campi elettrico e magnetico si arriva ad un set di equazioni:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega\mu_0 H_z, \quad (1.22a)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega\mu_0 H_x, \quad (1.22b)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu_0 H_y, \quad (1.22c)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = -i\omega\epsilon_0\epsilon_r E_z, \quad (1.22d)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = -i\omega\epsilon_0\epsilon_r E_x, \quad (1.22e)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\omega\epsilon_0\epsilon_r E_y. \quad (1.22f)$$

Per le condizioni di propagazione lungo  $z$  e di omogeneità lungo  $x$  definite dalla geometria il set di equazioni si semplifica notevolmente. Questa comporta la scrittura di due set di equazioni per i casi di polarizzazione TE e TM. Per il caso TM abbiamo solo le componenti  $H_x$ ,  $E_z$  e  $E_y$  diverse da zero, e riscrivendole in funzione di  $H_x$  otteniamo

$$E_z = -i \frac{1}{\omega\epsilon_0\epsilon} \frac{\partial H_x}{\partial y}, \quad (1.23a)$$

$$E_y = -\frac{\beta}{\omega\epsilon_0\epsilon} H_x. \quad (1.23b)$$

dove la componente  $H_x$  è determinata dall'equazione delle onde per il caso TM

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + (k_0^2 \epsilon - \beta^2) H_x = 0 \quad (1.24)$$

Il caso TE, invece, ha le componenti  $H_z$ ,  $H_y$  e  $E_x$  diverse da zero ed otteniamo un set di equazioni analogo al caso precedente

$$H_z = i \frac{1}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial y}, \quad (1.25a)$$

$$H_y = \frac{\beta}{\omega \mu_0} E_x. \quad (1.25b)$$

allo stesso modo la componente  $E_x$  è determinata dall'equazione delle onde nel caso TE

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + (k_0^2 \epsilon - \beta^2) E_x = 0 \quad (1.26)$$

### 1.2.1 Modi interfaccia singola

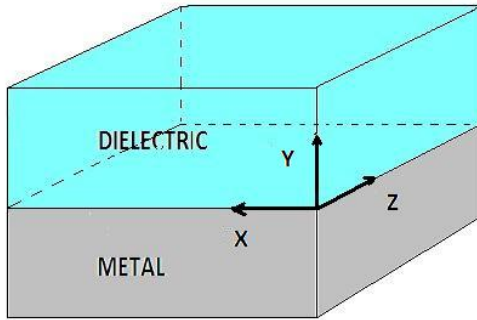


Figura 1.1: Singola interfaccia M-D

La figura 1.1 mostra la struttura a singola interfaccia. Il modo plasmonico di superficie o SPP (Surface Plasmon Polariton) necessita di un materiale dielettrico per  $y > 0$  con costante  $\epsilon > 0$  reale, mentre per  $y < 0$  si ha una funzione dielettrica  $\epsilon_1(\omega)$  di un metallo con  $\text{Re}[\epsilon_1(\omega)] < 0$  [16]. Come già accennato questa condizione è soddisfatta per frequenze inferiori della frequenza di plasma del metallo. Occorre verificare la possibile

esistenza di soluzioni TM e TE nella geometria presentata in figura 1.1 mediante la risoluzione delle equazioni 1.23 e 1.24 per quanto riguarda il caso TM, mentre per il caso TE si fa riferimento alle equazioni 1.25 e 1.26.

Per il caso TM si riscrive il set di equazioni precedente nel caso del semispazio



positivo  $y > 0$ , ottenendo

$$H_x(y) = A_2 e^{i\beta z} e^{-k_2 y}, \quad (1.27a)$$

$$E_z(y) = iA_2 \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} k_2 e^{i\beta z} e^{-k_2 y}, \quad (1.27b)$$

$$E_y(y) = -A_2 \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} e^{i\beta z} e^{-k_2 y}. \quad (1.27c)$$

mentre per  $y < 0$  si ha

$$H_x(y) = A_1 e^{i\beta z} e^{-k_2 y}, \quad (1.28a)$$

$$E_z(y) = iA_1 \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} k_1 e^{i\beta z} e^{-k_2 y}, \quad (1.28b)$$

$$E_y(y) = -A_1 \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} e^{i\beta z} e^{-k_2 y}. \quad (1.28c)$$

La continuità di  $H_x$  e  $E_y$  all'interfaccia richiede che  $A_1 = A_2$  e che

$$\frac{k_2}{k_1} = -\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \quad (1.29)$$

L'onda di superficie esiste solo all'interfaccia tra materiali con parte reale della costante dielettrica di segno opposto [17], pertanto la componente  $H_x$  deve soddisfare l'equazione delle onde 1.24 ottenendo la condizione

$$k_1^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_1, \quad (1.30a)$$

$$k_2^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_2. \quad (1.30b)$$

Combinando le due equazioni si giunge ad un risultato fondamentale, ossia la relazione di dispersione del SPP che propaga all'interfaccia tra i due semispazi in questione:

$$\beta_{SPP} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \quad (1.31)$$

Una simile espressione è valida anche nel caso di conduttore con perdite.

Applichiamo lo stesso metodo al caso TE, senza riscrivere il set di equazioni osserviamo che la condizione da soddisfare per la continuità di  $E_x$  e  $H_z$  è

$$A_1(k_1 + k_2) = 0 \quad (1.32)$$

Una simile condizione è soddisfatta per  $A_1 = 0$  ossia il risultato banale di  $A_1 = A_2 = 0$ , pertanto non esistono modi TE.

Concludiamo quindi che una struttura del tipo in figura 1.1 possiede solo modi TM. Più in generale, quindi, possiamo dire che all'interfaccia tra un metallo ed un dielettrico a frequenza ottiche è possibile la propagazione di modi TM.

### 1.2.2 Modi a doppia interfaccia

In generale i sistemi multistrato sono un'alternanza di strati di metallo e dielettrico, e nel nostro particolare caso abbiamo tre livelli organizzati in modo che il metallo sia compreso tra due strati di dielettrico come mostrato in figura 1.2. Questa struttura a più livelli è detta con il termine inglese *slab*, ed in letteratura possono essercene di due tipologie: simmetriche, ossia hanno i due dielettrici che circondano il metallo identici, oppure asimmetriche, cioè i due dielettrici esterni sono differenti tra di loro.

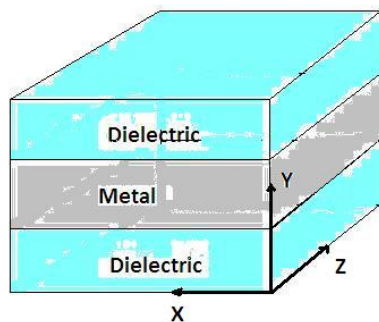


Figura 1.2: Struttura a doppia interfaccia

Le strutture a slab simmetriche rivestono una notevole importanza nella letteratura in quanto è possibile osservare alcune proprietà delle strutture che verranno definite nei capitoli successivi. In una struttura di questo tipo compare un fenomeno nuovo rispetto ad una struttura a singola interfaccia: l'accoppiamento tra modi. Questo fenomeno si verifica quando lo spessore del metallo interno alla struttura risulta comparabile con la lunghezza di decadimento esponenziale del campo che si instaura alle due interfacce. Se è verificata questa condizione all'interno del metallo i due campi interagiscono per formare un singolo modo. Si consideri la sezione sul piano  $xy$  della slab mostrata in figura 1.2, supponiamo che la retta  $y=0$  passi esattamente a metà dello strato di metallo interno. Tale retta divide lo spazio in tre regioni:  $y > a$ ,  $y < a$  e  $-a < y < a$  interna.

Le strutture a slab simmetriche rivestono una notevole importanza nella letteratura in quanto è possibile osservare alcune proprietà delle strutture che verranno definite nei capitoli successivi. In una struttura di questo tipo compare un fenomeno nuovo rispetto ad una struttura a singola interfaccia: l'accoppiamento tra modi. Questo fenomeno si verifica quando lo spessore del metallo interno alla struttura risulta comparabile

In questa condizione si considerano i modi TM trovati nella sezione 1.2.1, dal momento che non possono esistere modi di tipo TE. Si scrivono, pertanto le equazioni dei campi nelle tre regioni supponendo il fenomeno dell'accoppiamento all'interno del metallo. Per la regione superiore  $y > a$  si ha

$$H_x(z) = A e^{i\beta z} e^{-k_3 y}, \quad (1.33a)$$

$$E_z(y) = iA \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_3} k_3 e^{i\beta z} e^{-k_3 y}, \quad (1.33b)$$

$$E_y(y) = -A \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_3} e^{i\beta z} e^{-k_3 y}. \quad (1.33c)$$

mentre per la regione  $y < -a$  si può scrivere

$$H_x(z) = B e^{i\beta z} e^{-k_2 y}, \quad (1.34a)$$

$$E_z(y) = iB \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} k_2 e^{i\beta z} e^{-k_2 y}, \quad (1.34b)$$

$$E_y(y) = -B \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} e^{i\beta z} e^{-k_2 y}. \quad (1.34c)$$

ed infine per il caso di  $-a < y < a$  si ha la sovrapposizione di due campi

$$H_x(y) = C e^{i\beta z} e^{k_1 y} + D e^{i\beta z} e^{-k_1 y}, \quad (1.35a)$$

$$E_z(y) = -iC \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} k_1 e^{i\beta z} e^{k_1 y} + iD \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} k_1 e^{i\beta z} e^{-k_1 y}, \quad (1.35b)$$

$$E_y(y) = C \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} e^{i\beta z} e^{k_1 y} + D \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} e^{i\beta z} e^{-k_1 y}. \quad (1.35c)$$

Alle interfacce  $y=a$  e  $y=-a$  devono valere le condizioni di continuità per i campi  $H_x$  e  $E_z$ , giungendo di conseguenza ad un doppio set di equazioni:

$$A e^{-k_3 a} = C e^{k_1 a} + D e^{-k_1 a}, \quad (1.36a)$$

$$\frac{A}{\epsilon_3} k_3 e^{-k_3 a} = -\frac{C}{\epsilon_1} k_1 e^{k_1 a} + \frac{D}{\epsilon_1} k_1 e^{-k_1 a}. \quad (1.36b)$$

per  $y=a$ , ed analogamente otteniamo

$$B e^{-k_2 a} = C e^{k_1 a} + D e^{-k_1 a}, \quad (1.37a)$$

$$\frac{B}{\epsilon_2} k_2 e^{-k_2 a} = -\frac{C}{\epsilon_1} k_1 e^{k_1 a} + \frac{D}{\epsilon_1} k_1 e^{-k_1 a}. \quad (1.37b)$$

per quanto riguarda  $y=-a$ . Tuttavia  $H_x$  deve soddisfare l'equazione di Helmholtz 1.24 nelle tre distinte regioni di spazio, mediante il set di relazioni esprimibili in forma compatta

$$k_i^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_i \quad (1.38)$$

con  $i=1,2,3$ . Risolvendo il sistema che si viene a creare si ottiene un'unica importante relazione di dispersione generale che deve essere soddisfatta e verificata, la quale  $\beta$  e  $\omega$ :

$$e^{-4k_1 a} = \frac{\frac{k_1}{\epsilon_1} + \frac{k_2}{\epsilon_2} \frac{k_1}{\epsilon_1} + \frac{k_3}{\epsilon_3}}{\frac{k_1}{\epsilon_1} - \frac{k_2}{\epsilon_2} \frac{k_1}{\epsilon_1} - \frac{k_3}{\epsilon_3}} \quad (1.39)$$

Si osserva che per spessore infinito di  $a$  otteniamo esattamente l'equazione dei modi disaccoppiati della singola interfaccia, mentre nel caso particolare di  $\epsilon_2 = \epsilon_3$ , di  $k_2 = k_3$ , quindi il caso simmetrico, con dielettrici identici otteniamo un risultato fondamentale. L'equazione 1.39 si divide in due equazioni

$$\tanh k_1 a = -\frac{k_2 \epsilon_1}{k_1 \epsilon_2}, \quad (1.40a)$$

$$\tanh k_1 a = -\frac{k_1 \epsilon_2}{k_2 \epsilon_1}. \quad (1.40b)$$

in cui la prima descrive i modi dispari mentre la seconda descrive quelli pari. Nei modi dispari la componente  $E_z$  è una funzione dispari mentre  $H_x$  e  $E_y$  sono funzioni pari, a loro volta nei modi pari la componente  $E_z$  è una funzione pari mentre le altre componenti sono dispari [16] [4].

La convenzione che si usa è di considerare le componenti di campo trasverse alla propagazione ossia  $E_y$  ed  $H_x$  e valutare la loro disposizione.

Infatti nel caso di modi dispari le componenti trasverse hanno un comportamento simmetrico rispetto all'asse  $x$  pertanto questo modo è chiamato modo simmetrico  $s_0$ .

Al decrescere dello spessore del metallo si espande nel dielettrico e tende progressivamente ad un modo TEM mentre la lunghezza di propagazione aumenta progressivamente e viene anche chiamato Long Range SPP.

Il modo pari o  $a_0$ , chiamato anche asimmetrico per via del comportamento delle componenti trasverse, evolve in maniera differente al decrescere dello spessore del metallo.

Infatti la lunghezza di propagazione si riduce progressivamente con l'aumento

della penetrazione all'interno del metallo. E' importante notare come sia il modo fondamentale asimmetrico  $a_0$  sia quello simmetrico  $s_0$  non abbiano spessori di cut-off, che è la caratteristica propria delle strutture simmetriche.

## Capitolo 2

# Le guide plasmoniche a striscia

Nel capitolo precedente sono state trattate le strutture a slab, illustrandone le proprietà fondamentali ed evidenziando l'esistenza di due modi TM. E' emerso che tali strutture non siano fisicamente realizzabili in quanto la larghezza del metallo è infinita. Queste, tuttavia, rivestono un'importanza teorica considerevole.

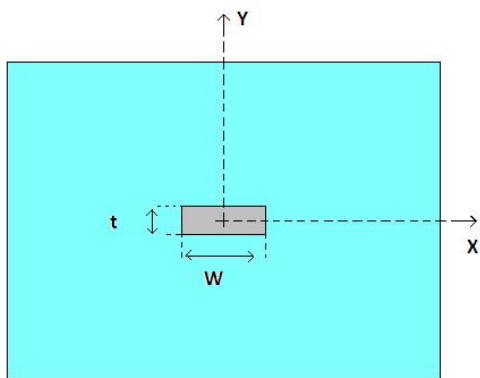


Figura 2.1: Profilo di una struttura a strip simmetrica

In questa sezione saranno analizzate strutture dielettrico-metalliche, composte da una striscia di metallo di spessore  $t$  e larghezza finita  $w$ , circondata da un materiale dielettrico, come illustrato in figura 2.1. Questa struttura prende il nome di inglese di 'strip'. In questo capitolo sarà evidenziato come la distribuzione del dielettrico intorno alla strip di metallo incida pesantemente sulla distribuzione modale. In particolare modo si evidenzieranno strutture

simmetriche, per le quali il dielettrico ha una distribuzione uniforme nel dominio di calcolo, e strutture asimmetriche, per le quali la distribuzione del dielettrico non è uniforme. Sarà altresì evidenziato come l'effetto dell'asimmetria sulle guide sarà l'introduzione di uno spessore di cutoff per il modo fondamentale. Tale spessore viene identificato quando la parte reale dell'indice efficace uguaglia l'indice

di rifrazione del materiale con permittività relativa maggiore.

## 2.1 Guide a strip simmetriche

La struttura a strip simmetrica è rappresentata in figura 2.1. Il metallo ha una permittività dipendente dalla frequenza, in modo particolare alle lunghezze d'onda ottiche di  $\lambda = 1550nm$  l'oro presenta una permittività  $\epsilon_2 = -130.27 - i*16.47$  [18] con parte reale negativa. L'ossido di silicio  $SiO_2$ , che è stato scelto come dielettrico, presenta una permittività reale  $\epsilon = 2.082$ . A differenza di quanto fatto nel precedente capitolo non è più possibile ricavare le soluzioni in forma chiusa per via analitica in quanto la geometria del problema viene complicata notevolmente. La soluzione pertanto deve essere trovata con metodi numerici, utilizziamo quindi il simulatore ad elementi finiti Comsol al fine di svolgere il calcolo dei modi di propagazione di queste strutture [4]. La riscrittura delle equazioni di Maxwell porta alle equazioni armoniche delle onde per mezzi isotropi non omogenei:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} - \omega^2 \epsilon(x, y) \mu \vec{E} = 0, \quad (2.1a)$$

$$\nabla \times \epsilon(x, y)^{-1} \nabla \times \vec{H} - \omega^2 \mu \vec{H} = 0. \quad (2.1b)$$

dove la permittività  $\epsilon$  è una funzione complessa che descrive le proprietà dispersive della struttura. Il contributo delle permeabilità è dovuto solamente alla costante  $\mu_0$  dal momento che tutti i materiali utilizzati si suppongono essere non magnetici.

In modo analogo a quanto fatto nel capitolo precedente è possibile espandere le relazioni 2.1 per i modi TE e TM. Nel caso TE riotteniamo la formulazione di Helmholtz

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_y^{TE} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} E_y^{TE} + [\gamma^2 + \omega^2 \mu \epsilon(x)] E_y^{TE} = 0 \quad (2.2)$$

mentre per il caso TM l'equazione di Sturm-Liouville

$$\epsilon(x) \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{\epsilon(x)} \frac{\partial}{\partial x} H_y^{TM} \right] + \frac{\partial^2}{\partial y^2} H_y^{TM} + [\gamma^2 + \omega^2 \mu \epsilon(x)] H_y^{TM} = 0 \quad (2.3)$$

Questa nuova geometria non ha più come soluzione dei modi TM puri, pertanto una soluzione del problema è una sovrapposizione delle varie famiglie di modi TE e TM le quali descrivono ogni possibile distribuzione all'interno della struttura

[4]. Si scrivono quindi le sei equazioni corrispondenti alle componenti di campo elettrico e magnetico:

$$E_x = \frac{-1}{j\omega\gamma} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\epsilon(x)} \frac{\partial}{\partial x} H_y^{TM} \right) + \omega^2 \mu H_y^{TM} \right], \quad (2.4a)$$

$$E_y = E_y^{TE} - \frac{1}{j\omega\gamma\epsilon(x)} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} H_y^{TM}, \quad (2.4b)$$

$$E_z = \frac{1}{\gamma} \frac{\partial}{\partial y} E_y^{TE} + \frac{1}{j\omega\epsilon(x)} \frac{\partial}{\partial x} H_y^{TM}, \quad (2.4c)$$

$$H_x = \frac{1}{j\omega\gamma} \left[ \frac{1}{\mu} \frac{\partial^2}{\partial x^2} E_y^{TE} + \omega^2 \epsilon(x) E_y^{TE} \right], \quad (2.4d)$$

$$H_y = \frac{1}{j\omega\gamma\mu} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} E_y^{TE} + H_y^{TM}, \quad (2.4e)$$

$$H_z = \frac{-1}{j\omega\mu} \frac{\partial}{\partial x} E_y^{TE} + \frac{1}{\gamma} \frac{\partial}{\partial y} H_y^{TM}. \quad (2.4f)$$

Il simulatore Comsol evidenzia il fatto che queste strutture presentano 4 modi fondamentali,  $sa_b^0$ ,  $aa_b^0$ ,  $as_b^0$  e  $ss_b^0$  con l'aggiunta di numerosi modi di ordine superiore. La nomenclatura è convenzionale ed è simile a quella delle slab, la differenza consiste però nell'avere due possibili assi di simmetria, infatti le lettere  $a$  ed  $s$  si riferiscono alle simmetrie o asimmetrie della componente dominante  $E_y$  rispettivamente lungo l'asse  $y$  e  $x$  della struttura [4] [6]. I modi fondamentali al crescere dello spessore  $t$  della strip e della sua larghezza  $w$  tendono ad essere SPP confinati agli angoli, mentre al descrecere del medesimo l'accoppiamento dei modi aumenta e questi quattro modi divergono in modo differente descritto da quanto segue:

1.  $sa_b^0, aa_b^0$ : hanno la componente  $E_y$  dominante che mostra un'asimmetria lungo l'asse  $x$ . Questi modi rimangono isolati agli angoli sebbene lo spessore  $t$  decresca, tuttavia una riduzione della larghezza  $w$  può aumentare l'accoppiamento tra le interfacce. Al diminuire dello spessore cresce il campo nel metallo causando notevoli perdite di attenuazione. E' un comportamento analogo al modo  $a_b$  delle strutture slab.
2.  $as_b^0, ss_b^0$ : la componente  $E_y$  domina e mostra una simmetria rispetto all'asse  $x$ . Al diminuire dello spessore  $t$  l'accoppiamento cresce notevolmente evolvendo da una situazione di modo confinato agli angoli ad una



distribuzione gaussiana lungo la larghezza della guida. Tra questi due modi il più interessante è sicuramente  $ss_b^0$ .

### 2.1.1 Il modo fondamentale $ss_b^0$

Il modo fondamentale è molto importante ai fini della trasmissione dei segnali pertanto ne faremo un'analisi al variare di diversi parametri sia geometrici (spessore e larghezza del metallo) sia fisici (permettività del dielettrico e lunghezza d'onda di lavoro). Il modo  $ss_b^0$  al variare dello spessore  $t$  evolve da una distribuzione angolare ad una distribuzione di tipo gaussiano aumentando progressivamente l'accoppiamento tra i campi superficiali alle interfacce superiore ed inferiore.

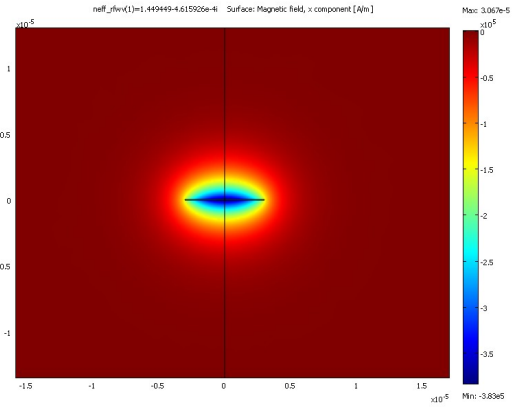
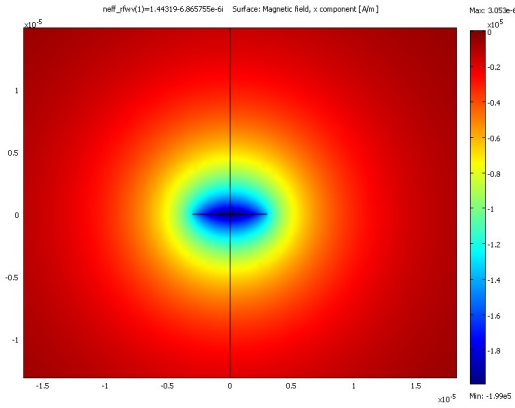


Figura 2.2: campo  $H_x$  con  $t=15nm$

Figura 2.3: campo  $H_x$  con  $t=50nm$

Nelle figure 2.3 e 2.2 si può effettivamente osservare come per spessori inferiori di  $t$  il modo risulta meno confinato nel metallo e come in tale caso però esiste un accoppiamento tra i campi all'interfacce maggiore.

Questo maggiore accoppiamento implica un minor confinamento del modo all'interno del metallo e quindi un progressivo aumento della lunghezza di propagazione lungo l'asse  $z$  come dimostra il grafico in figura 2.4. In tale figura le lunghezze di propagazione sono rappresentate in scala logaritmica, e sono riportati i dati relativi a strip di differente larghezza  $w$ . Analiticamente la lunghezza di propagazione è stata calcolata prendendo in considerazione la parte immaginaria dell'indice efficace con la seguente formula:

$$l_p = \frac{\lambda}{4\pi n_{effIm}} \quad (2.5)$$

nella quale  $\lambda$  è la lunghezza d'onda in questione. In modo simile a quanto abbiamo

detto precedentemente un minor confinamento corrisponde ad una diminuzione delle componenti  $E_x$ ,  $H_y$  ed  $E_z$ ,  $H_z$  evolvendosi così in un modo TEM puro con le sole componenti  $E_y$  e  $H_x$  diverse dallo zero. La costante di propagazione normalizzata o neff tende a quella di un modo TEM nel dielettrico esattamente come nel modo  $s_b$  delle strutture slab. Il modo  $ss_b^0$  in questione non ha uno spessore

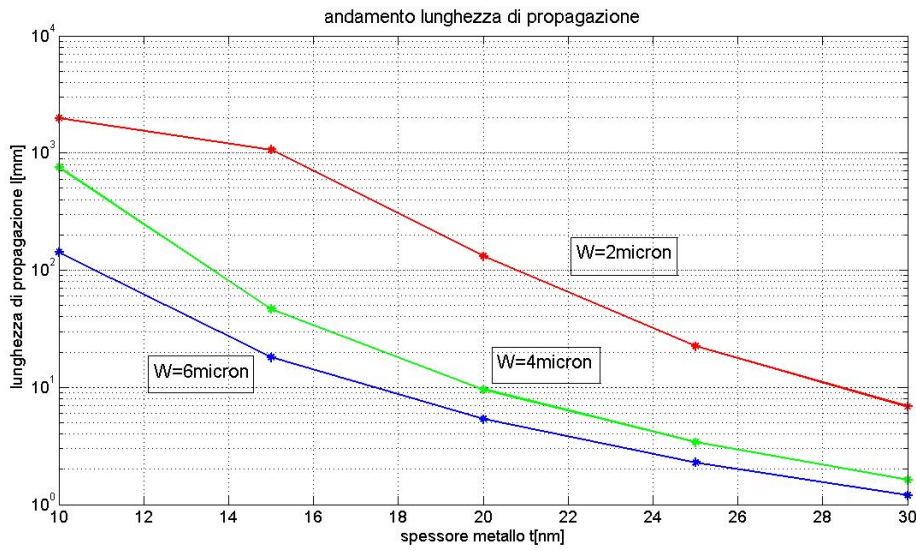


Figura 2.4: lunghezze di propagazione al variare di  $t$

di cut-off pertanto è possibile scegliere una opportuna geometria del metallo in modo che questo modo sia long-range e permetta una buona propagazione dei segnali.

Gli stessi comportamenti della guida che si ottengono al variare di  $t$  ci sono anche al variare di  $w$ , infatti diminuendo la larghezza del metallo si giunge ad un modo TEM esattamente come nel caso di  $t$  variabile. Questo fatto implica che il modo può essere long-range diminuendo sia  $t$  sia  $w$  ossia rispettivamente spessore e larghezza del metallo [4]. Si osservi nuovamente la figura 2.4: le curve corrispondenti a larghezze della strip minori hanno a parità di spessore una lunghezza di propagazione maggiore tendendo molto più rapidamente alla condizione di modo TEM.

Occorre in fase di progettazione di queste strutture avere ben chiari gli obiettivi e le prestazioni della guida che si vogliono ottenere, infatti bisogna fare un trade-

off, ossia una mediazione tra la bassa attenuazione e lo scarso confinamento del modo.

L'indice di propagazione efficace o  $n_{eff}$  è dato da un rapporto notevole che lega l'onda incidente con l'onda nel mezzo e deve essere maggiore dell'unità. Al variare dello spessore o della larghezza della strip di metallo tale indice varia sia in parte reale che immaginaria. Si osservi dai grafici riportati nelle figure 2.5 e 2.6 come

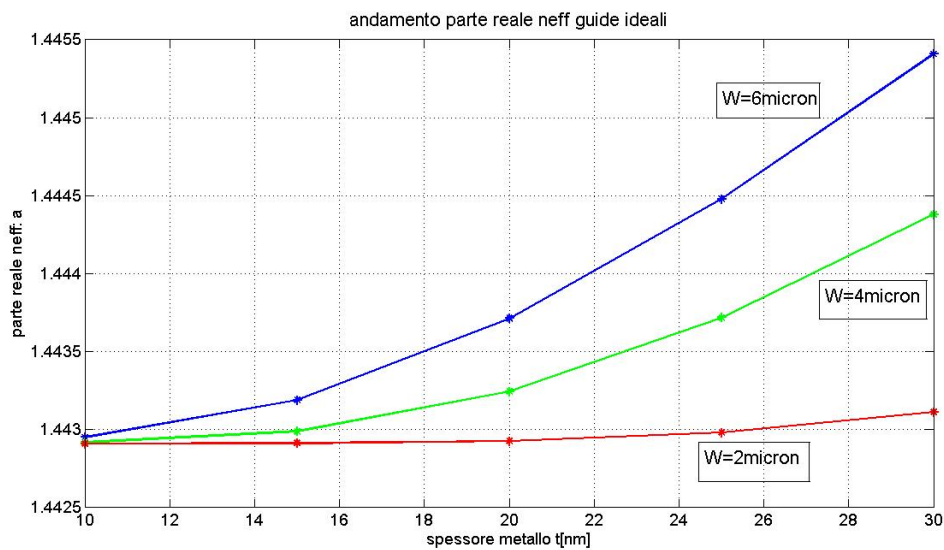


Figura 2.5: parte reale del  $n_{eff}$  al variare dei parametri geometrici

al diminuire di  $t$  e  $w$  le linee convergono in un solo valore del  $n_{eff}$ , ossia il modo TEM nel dielettrico. E' possibile variare anche altri parametri della guida tra cui la permittività del dielettrico e la lunghezza d'onda di lavoro. Si è studiato che una riduzione della permittività del dielettrico causa un minor confinamento del modo a parità degli altri parametri della guida. In modo intuitivo è stato affermato che un minor confinamento corrisponde ad una minore attenuazione del modo, calcolabile attraverso la seguente formula:

$$Att = \alpha \frac{20}{1000} \log_{10} e \quad (2.6)$$

in  $\frac{dB}{mm}$ . E' importante quindi anche in questo caso trovare il giusto equilibrio tra attenuazione e confinamento nella struttura.

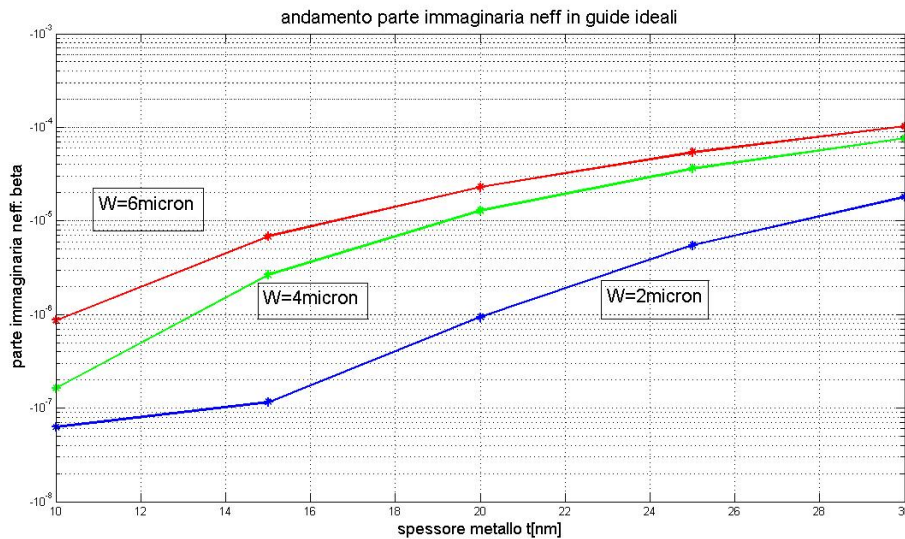


Figura 2.6: parte immaginaria del neff al variare dei parametri geometrici

Infine per quanto riguarda il cambiamento della lunghezza d'onda si è verificato che ad un aumento della lunghezza d'onda corrisponde un minor confinamento del modo con le medesime conseguenze evidenziate nei paragrafi precedenti.

Esistono in conclusione due meccanismi che regolano il comportamento del modo  $ss_b^0$ , il primo è la dispersione geometrica la quale muta la dimensione ottica apparente della struttura metallica, mentre la seconda è la dispersione del materiale modellizzata dalla relazione di Drude 1.17. Se non è presente alcuna dispersione del materiale la dispersione geometrica riduce la dimensione ottica del materiale. Questo ha un effetto simile alla riduzione dei parametri geometrici  $t$  e  $w$ , quindi una diminuzione del confinamento ed una conseguente crescita della lunghezza di propagazione di tale modo.

Basandoci sempre sull'equazione 1.17 risulta evidente come l'ampiezza della parte reale della costante dielettrica del metallo cambi in modo proporzionale a  $|\text{Re } \epsilon_m|$  vari come  $\lambda_0^2$  mentre la parte immaginaria a  $|\text{Imm } \epsilon_m|$  come  $\lambda_0^3$ . Quindi un aumento di  $|\text{Re } \epsilon_m|$  riduce la penetrazione nel metallo che combinata con la dispersione geometrica causa una netta diminuzione dell'attenuazione nella struttura al crescere di  $\lambda$ , sebbene le perdite nella strip crescano come  $\lambda_0^3$ .

### 2.1.2 I modi di ordine superiore

Diversamente da quanto succede nelle slab, nelle strutture a strip propagano diversi modi di ordine superiore, in particolare si osserva come la componente  $Re E_y$  determini con le sue proprietà di simmetria la nomenclatura di tali modi. Si è notato pertanto che le distribuzioni  $sa_b^m$  e  $ss_b^m$  hanno un  $m$  dispari mentre le distribuzioni  $aa_b^m$  e  $as_b^m$  lo hanno pari. Inoltre confrontando le varie componenti di campo  $E_y$  dei modi superiori con quelle dei corrispondenti modi fondamentali  $m=0$  si è osservato come le componenti di ordine superiore abbiano le stesse componenti dei modi fondamentali con l'aggiunta di variazioni spaziali e oscillazioni lungo le interfacce superiore ed inferiore dovute alla larghezza limitata del metallo.

Questo fatto è vero per tutte le componenti eccetto le componenti di campo  $H_y$  le quali rimangono sostanzialmente le stesse del modo fondamentale corrispondente. E' interessante pertanto studiare i primi 4 modi di ordine superiore trovati per capire le proprietà dell'intera famiglia di modi dello stesso genere:

1.  $sa_b^1$ : al decrescere di  $t$  evolve come il modo  $sa_b^0$  della stessa famiglia o come il modo  $a_s$  delle slab. Il suo confinamento diviene sempre maggiore aumentando l'attenuazione. E' importante notare come sebbene ci sia un maggior confinamento la distribuzione di campo rimane sostanzialmente invariata al variare di  $t$ , e che inoltre non ha uno spessore  $t$  di cut-off. Se lo spessore  $t$  aumenta considerevolmente tale modo diverge e si confina alle due interfacce. Al variare del parametro  $w$  si ha invece un cut-off, quindi una larghezza sotto la quale questo modo non può essere presente.
2.  $aa_b^2$ : si comporta come il modo  $sa_b^1$  seguendo quindi al decrescere di  $t$  il comportamento del modo asimmetrico delle slab. Non possiede uno spessore di cut-off per  $t$  mentre per il parametro  $w$  è presente.
3.  $ss_b^1$ : evolve al variare di  $t$  come il modo  $sa_b^1$  quindi degenera al crescere della variabile in un modo isolato, poichè come il modo  $sa_b^1$  ha il campo elettrico  $E_y$  simmetrico rispetto all'asse  $y$ . Questa famiglia di modi  $ss_b^m$ , eccetto quello fondamentale  $m=0$ , ha sia spessore sia larghezza di cut-off.
4.  $as_b^2$ : esso all'aumentare dello spessore della strip degenera come il modo  $aa_b^2$  poichè hanno la componente di campo  $E_y$  asimmetrica rispetto all'asse  $y$ . Tale famiglia di modi possiede cut-off sia al decrescere di  $t$  sia di  $w$ .

Da queste descrizioni si ricava un fatto importantissimo per tutta la trattazione, ossia che tutti i modi superiori hanno o per  $w$  o per  $t$  degli spessori di cut-off. Questo fatto ci porta a concludere che a patto di dimensionare correttamente la guida è possibile progettarela in modo monomodale, ossia si eviterebbe una perdita di potenza dovuta agli altri modi che sarebbero altrimenti presenti nella propagazione.

## 2.2 Guide a strip asimmetriche

In questa sezione sono illustrate le principali caratteristiche delle guide asimmetriche 2.7. Il cut-off è il concetto fondamentale che distingue queste guide dal caso simmetrico visto in precedenza. Da un punto di vista teorico si parte dalle stesse equazioni di Maxwell per mezzi isotropi non omogenei 2.1 del precedente capitolo e si applicano strategie numeriche di risoluzione. L'asimmetria in questione è dovuta alla differenza tra l'indice di rifrazione del substrato e quello del mantello superiore. In particolare può essere quantificata da un parametro  $\delta n\%$  definito come

$$\delta n\% = \frac{n_{up} - n_{low}}{n_{low}} \times 100\% \quad (2.7)$$

dove  $n_{up}$  è l'indice di rifrazione del materiale superiore, mentre  $n_{low}$  quello del materiale inferiore.

L'analisi di queste strutture procede in modo analogo al caso simmetrico, ossia si tiene come riferimento la corrispettiva struttura a slab per descrivere qualitativamente il comportamento dei modi di propagazione e, in questo caso, per fornire una definizione di cut-off.

Da uno studio effettuato sulle strutture a slab asimmetriche, emerge che il cut-off è una soglia per la quale la parte reale dell'indice efficace del modo uguaglia l'indice di rifrazione del materiale con la permittività maggiore. Lo spessore per il quale è verificata tale condizione viene chiamato spessore di cut-off [19] [20]. Dal medesimo studio emerge che i modi  $s_b$  e  $a_b$  delle slab asimmetriche non godono più di perfetta simmetria o asimmetria, di conseguenza sono nominati modi rispettivamente symmetric-like e asymmetric-like [6] [5].

Questo fatto si ripercuote anche sulle strutture strip in quanto non esiste perfetta simmetria o asimmetria delle componenti rispetto all'asse orizzontale di

riferimento.

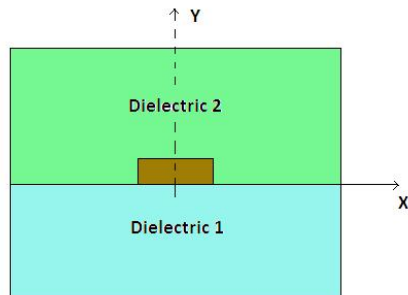


Figura 2.7: Profilo di una struttura a strip con asimmetria di dielettrico

Il modo asimmetrico  $a_b$  delle strutture slab si attenua al decrescere dello spessore  $t$  senza avere, tuttavia, uno spessore di cut-off. Il modo simmetrico  $s_b$ , al contrario, diminuisce l'attenuazione al decrescere dello spessore, ma ha uno spessore di cut-off. L'esistenza di uno spessore di cutoff è intuibile dal fatto che questa struttura è impossibilitata a propagare un modo TEM dal momento che sono presenti due differenti dielettrici, i quali verrebbero a contatto al tendere a zero dello spessore  $t$  del metallo.

La struttura asimmetrica mostrata in figura 2.7 guida dei modi che sono simmetrici o asimmetrici lungo l'asse  $y$  della struttura. Lungo l'asse  $x$ , come accade nelle strutture slab, la componente di riferimento  $E_y$  ha la proprietà di essere symmetric-like o asymmetric-like. Questo fatto è dovuto alla presenza di due dielettrici differenti il cui confine è proprio l'asse  $x$  influenzando in questo modo sulla disposizione delle componenti dei campi.

Nonostante ciò si conserva la nomenclatura delle strutture simmetriche per i modi quindi esistono anche in questa circostanza quattro famiglie di modi possibili:  $ss_b^m$ ,  $sa_b^m$ ,  $aa_b^m$  e  $as_b^m$ . Nel precedente capitolo è stata studiata la propagazione di un'onda plasmonica di superficie all'interfaccia tra due materiali e si è visto anche come il vettore d'onda risultante dipendesse fortemente dai valori della permittività dei materiali costituenti l'interfaccia 1.31. In questo caso si ha un materiale metallico circondato da due differenti dielettrici, e su ognuna di queste interfacce si svilupperà un'onda di superficie con vettore d'onda differente. Questo fatto è di notevole importanza poichè è alla base del diverso comportamento che hanno le strutture asimmetriche rispetto a quelle simmetriche, nelle quali non sorge questo problema.

Approfondendo lo studio dei modi di propagazione si è notato che in generale i modi symmetric-like per spessori di  $t$  grandi si instaurano all'interfaccia con il

dielettrico che ha la permittività minore, mentre i modi asymmetric-like esibiscono un comportamento opposto. E' importante, quindi, a questo punto determinare le condizioni necessarie affinché al decrescere di  $t$  questi modi angolari o di singola interfaccia si uniscano a formare un unico grande modo accoppiato. In primis è necessaria una somiglianza di vettore d'onda, ossia l'accoppiamento tra modi è permesso solo nel caso in cui i modi alle singole interfacce hanno vettore d'onda identico o quasi. In ultima analisi la propagazione avviene nel caso di asimmetrie piccole.

### 2.2.1 Studio del cutoff del modo fondamentale

Il modo fondamentale  $ss_b^0$  assume un comportamento tipico dei modi asymmetric-like, possiede uno spessore di cutoff e non può essere un modo long-range. Il nostro studio [8] [7] ha evidenziato queste caratteristiche ed in particolare ha messo in relazione l'asimmetria, definita come 2.7 con lo spessore  $t$  della strip.

E' stato introdotto nella precedente sezione come sia sufficiente una piccola variazione dell'indice di rifrazione o del substrato o del superstrato per compromettere la propagazione del modo fondamentale  $ss_b^0$ . E' stata da noi approfondita tale questione, confrontando le prestazioni del modo fondamentale  $ss_b^0$  al variare dell'asimmetria rispetto al caso di guide simmetriche.

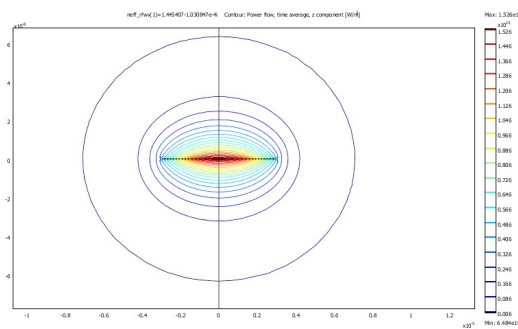


Figura 2.8: *Caso simmetrico*

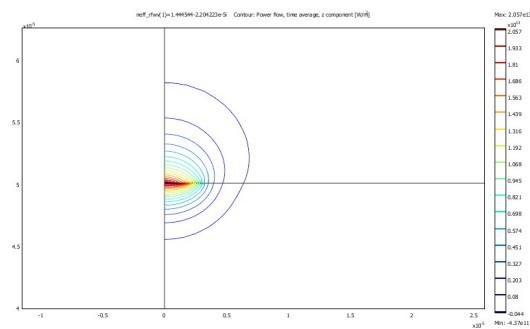


Figura 2.9: *Asimmetria  $\delta n = +0.1\%$*



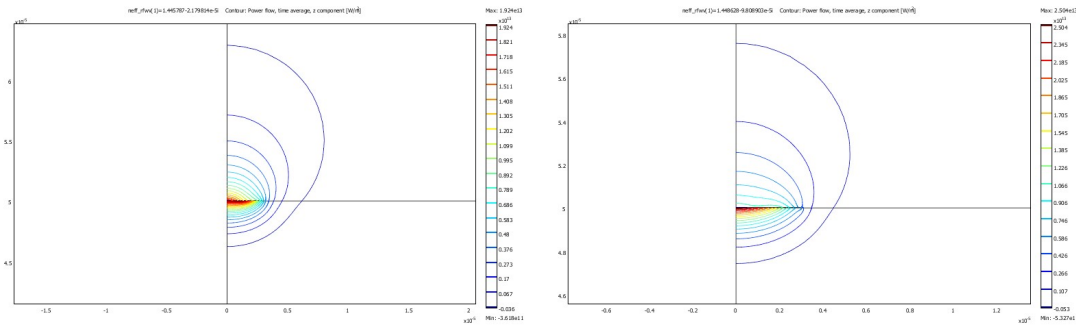


Figura 2.10: *Asimmetria*  $\delta n = +0.2\%$     Figura 2.11: *Asimmetria*  $\delta n = +0.4\%$   
 Nel corso del nostro lavoro sono state effettuate diverse analisi numeriche con Comsol di diverse condizioni di asimmetria, infine i risultati sono stati confrontati con il caso simmetrico. Da un punto di vista qualitativo il modo fondamentale  $ss_b^0$  nelle strutture asimmetriche possiede delle componenti di campo che hanno le linee isolivello più larghe e deformate all'aumentare della differenza tra i due indici nel mezzo con permittività maggiore. Questa situazione è mostrata nelle figure 2.9, 2.10 e 2.11 dove è anche riportato il caso ideale simmetrico in figura 2.8.

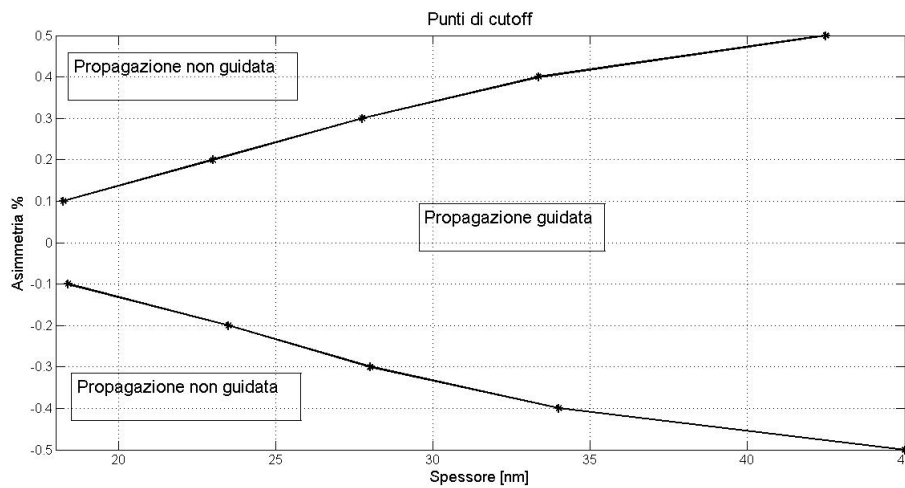


Figura 2.12: Grafico di cut-off per larghezze 6 micron

I risultati ottenuti dalle simulazioni effettuate sono stati riassunti nelle figure 2.12 e 2.13 in cui, in funzione dei parametri  $t$  e  $\delta n$ , è possibile distinguere la regione di propagazione guidata dalle regioni in cui la propagazione risulta essere non

guidata. La ragione di questa differenziazione è il cutoff, il quale è rappresentato nelle figure 2.12 e 2.13 dalle curve. In particolar modo si osservi come per  $\delta n = 0\%$  non è presente alcuno spessore  $t$ . Questo corrisponde con la teoria delle strip in quanto il modo fondamentale  $ss_b^0$  della struttura simmetrica non ha cutoff.

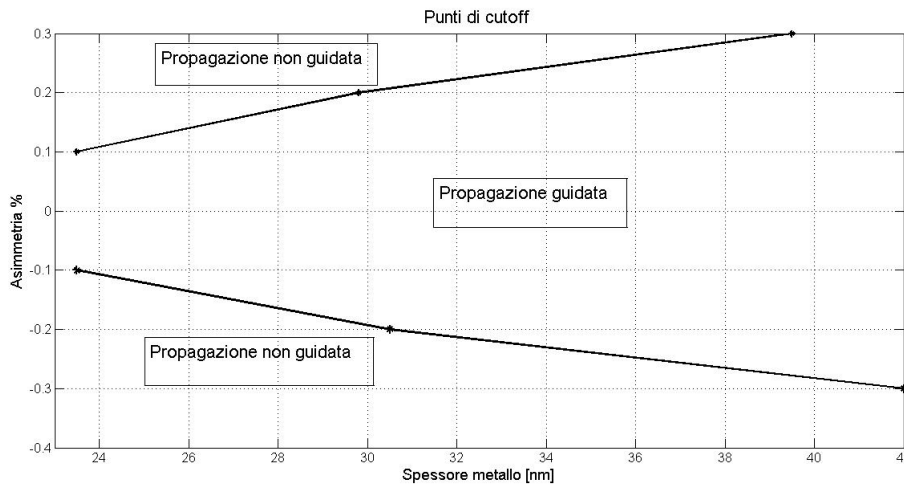


Figura 2.13: Grafico di cut-off per larghezze 4 micron

E' interessante osservare che al crescere dello spessore  $t$  il cutoff sopraggiunge per asimmetrie sempre più elevate. Questo potrebbe portare all'erronea conclusione che è sufficiente aumentare lo spessore della strip per sfuggire dal problema. E' bene ricordare, però, che un eccessivo aumento dello spessore della strip di metallo pregiudica l'accoppiamento tra i modi alle due interfacce, e rende pertanto inapplicabile questa strategia. Si fa notare infine che, coerentemente con quanto previsto dalla teoria, le asimmetrie in gioco nelle figure 2.12 e 2.13 sono molto piccole. E' possibile affermare, quindi, che la propagazione in queste strutture è assai critica poichè sono sufficienti variazioni di indice, dovuti ai processi produttivi, di una frazione di punto percentuale per compromettere la propagazione del modo fondamentale.

# Capitolo 3

## Accoppiamento plasmonico

Nei precedenti capitoli 1 e 2 sono state analizzate le strutture che permettono la propagazione dei modi plasmonici di superficie (SPP). In questo capitolo saranno discusse le principali metodologie che consentono l'eccitazione del SPP all'interno delle guide, ed in particolare sarà posta particolare attenzione al metodo di accoppiamento mediante grating. Sarà presentato un dimensionamento del grating nel caso di guida slab simmetrica (caso 2D), per poi giungere ad uno studio completo al variare dei parametri della guida e del fascio eccitante.

### 3.1 Teoria dell'accoppiamento

Il polaritone plasmonico di superficie, come ampiamente discusso nel capitolo 1 è un'onda elettromagnetica che si propaga all'interfaccia tra un conduttore, con parte reale della costante dielettrica negativa, ed un dielettrico. Il confinamento di tale onda all'interfaccia è garantito dal fatto che lo SPP possiede un vettore d'onda  $\beta_{SPP}$  maggiore rispetto al vettore d'onda  $k_0$  all'interno del dielettrico e pertanto si genera un decadimento evanescente del campo in direzione perpendicolare all'interfaccia tra i due mezzi.

La relazione che lega il vettore d'onda nel dielettrico e il vettore d'onda del plasmon è stata ampiamente proposta nel capitolo 1, ossia

$$\beta_{SPP} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} \quad (3.1)$$

dove  $\epsilon_m$  è la costante dielettrica del metallo,  $\epsilon_d$  è la costante del dielettrico. Alla lunghezza d'onda di lavoro  $\lambda = 1550nm$  si evince come effettivamente sia valida la relazione  $\beta_{SPP} > k_0$ . Questo fatto impedisce a priori un possibile accoppiamento tra un'onda nel dielettrico e lo SPP, se non mediante particolari strutture che operano sulla fase del vettore d'onda  $k_0$  incidente. Questo modo di procedere prende il nome inglese di *phase matching* ed è proprio la strategia adoperata nell'accoppiamento tramite prisma e grating.

### 3.1.1 Prisma di accoppiamento

Nel caso del prisma di accoppiamento il phase matching può essere ottenuto considerando la struttura di Kretschmann in figura 3.1. Per semplicità possiamo considerare il primo materiale dielettrico aria, quindi con  $\epsilon_1 = 1$ , mentre il prisma è formato da un materiale avente costante dielettrica maggiore del primo.

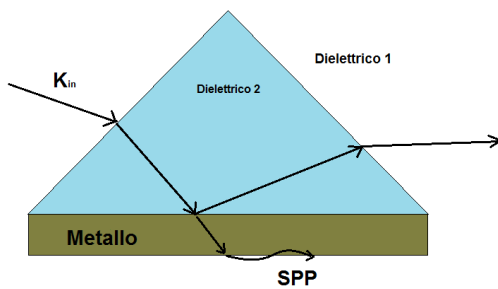


Figura 3.1: Prisma di accoppiamento secondo Kretschmann

In questo modo è possibile fare coincidere la componente del vettore d'onda incidente passante per il prisma  $k_x = k\sqrt{\epsilon_2} \sin \theta$  con il vettore d'onda del SPP dell'equazione 3.1 in cui il dielettrico è aria. Si evince da questa uguaglianza che il prisma necessita di essere dimensionato per avere accoppiamento, in particolare è possibile, fissato un angolo di incidenza  $\theta$ , scegliere opportunamente il materiale che compone il prisma al fine di rendere

vera la relazione. Un'altra possibilità di progetto consiste nell'aver fissato un opportuno materiale per il prisma e dimensionare correttamente l'angolo di incidenza.

La struttura di Kretschmann non è l'unica di questo genere dal momento che in letteratura è presentata la struttura di Otto [21], la quale non differisce eccessivamente da questa se non nella disposizione del prisma. Emerge che queste strutture sono molto interessanti dal momento che è possibile ottenere accoppiamenti abbastanza efficienti. Tuttavia il prisma è poco adatto per applicazioni

di tipo integrato dal momento che richiede un perfetto parallelismo tra la base del prisma e la guida sottostante, oltre che un controllo sull'angolo di incidenza molto preciso. Per queste ragioni in letteratura si sono esplorate altre soluzioni ed i nostri sforzi si concentreranno maggiormente su queste, sicuramente più adatte al contesto integrato del nostro lavoro.

### 3.1.2 Grating di accoppiamento

La teoria dei grating di accoppiamento si sviluppa nel campo dell'ottica integrata al fine di permettere l'accoppiamento tra un modo uscente da una fibra ed una guida dielettrica. Il problema è il mismatch tra il modo di una fibra ottica e il modo della guida dielettrica che può essere superato mediante una corrugazione del core della guida. Tale corrugazione, che prende il nome di grating, ha caratteristiche come periodo, profondità e lunghezza che devono essere determinate per ottenere accoppiamento.

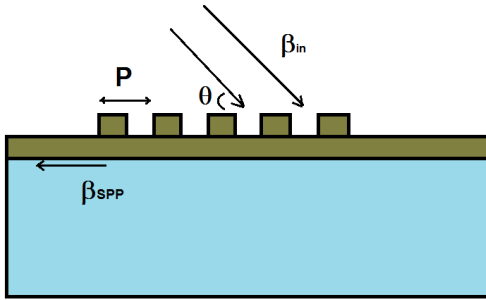


Figura 3.2: Grating di accoppiamento

Il caso della guida plasmonica non differisce dal caso ottico integrato, se non nel fatto che si tratta di guide aventi core metallico e non dielettrico. In entrambe le situazioni occorre un matching di fase per superare il gap tra il vettore d'onda incidente e il vettore d'onda in guida. Un esempio schematico di grating 2D è riportato in figura 3.2. La formula generale per

l'accoppiamento con il grating [22] è

$$\beta_{SPP} = \beta_{in} \sin \theta + m \frac{2\pi}{P} \quad (3.2)$$

dove  $\beta_{SPP}$  è il vettore d'onda del plasmone,  $\beta_{in}$  è il vettore d'onda incidente,  $\theta$  è l'angolo di incidenza,  $P$  è il periodo del grating ed  $m$  è l'ordine di accoppiamento. Nei capitoli precedenti sono state studiate le guide plasmoniche a slab e a strip,

di conseguenza la formulazione 3.2 deve essere elaborata al fine di evidenziare l'indice efficace della guida.

Per raggiungere lo scopo si considerino la seguente relazione

$$\beta_{in} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{SiO_2}} \quad (3.3)$$

in cui si mette in evidenza il mezzo dielettrico in cui l'onda incidente propaga, e la relazione

$$\beta_{SPP} = \frac{2\pi}{\lambda_0} neff_r \quad (3.4)$$

la quale esprime il vettore d'onda in guida in funzione dell'indice efficace. Effettuando una sostituzione delle 3.4 e 3.3 all'interno della relazione generale 3.2 si ottiene

$$neff_r = n_{SiO_2} \sin \theta + m \frac{\lambda_0}{P} \quad (3.5)$$

in cui compaiono i termini già in nostro possesso, provenienti, cioè, dalle analisi modali discusse nei precedenti capitoli.

E' importante osservare che nelle equazioni 3.2 e 3.4 il termine  $\lambda_0$  si riferisce alla lunghezza d'onda nel vuoto e la costante  $\epsilon_{SiO_2}$  è la permittività del vetro, che è il materiale dielettrico da noi scelto in tutte le nostre simulazioni. Considerando la relazione 3.5 sono stati effettuati diversi studi al variare di diversi parametri di guida e di ingresso, al fine di avere il miglior accoppiamento possibile in casi 2D (guide slab) ed in casi 3D (guide strip).

## 3.2 Accoppiamento in guide slab

In questa sezione si considera un caso bidimensionale di accoppiamento, ossia una guida slab simmetrica accoppiata da un fascio gaussiano incidente con angolo  $\theta = 45^\circ$ . Uno schema di questa struttura è rappresentato in figura 3.3. La slab è stata scelta con spessore  $t=25\text{nm}$ , di conseguenza è stato utilizzato una parte reale di indice efficace  $neff_r = -1.451357$  per il calcolo del periodo  $P$  ed un ordine  $m=-1$  del grating. La ragione dell'indice efficace e ordine negativi risiede nel fatto che si è scelto di effettuare un *back coupling*, ossia un accoppiamento nel

verso contrario al fascio incidente. Il periodo  $P$  [10] [9] è stato calcolato partendo dalla 3.5, in particolare

$$P = \frac{m\lambda_0}{neff_r - n_{SiO_2} \sin \theta} \quad (3.6)$$

che con i dati forniti risulta  $P = 626\text{nm}$ . Al fine di ottenere accoppiamento occorre dimensionare contemporaneamente il grating ed il fascio gaussiano. In prima istanza, ossia senza alcun tipo di ottimizzazione, è stata scelta un'altezza per le corrugazioni del grating  $h = 100\text{nm}$ .

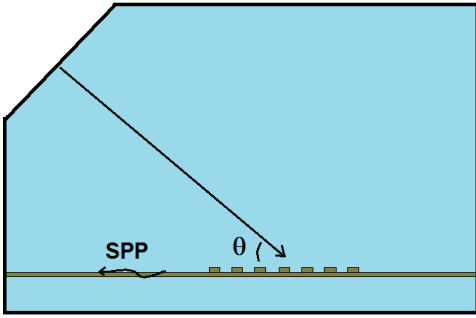


Figura 3.3: Struttura di accoppiamento per una guida slab

Il dimensionamento del waist ha portato alla scelta del valore  $w_0 = 2\mu\text{m}$ , la distanza del grating dalla porta di ingresso è stata scelta uguale a  $d = 21.2\mu\text{m}$  ed è stato infine utilizzato un numero di periodi  $N = 11$ .

Per ottenere questi risultati è stata utilizzata la teoria dei fasci gaussiani secondo cui

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \quad (3.7)$$

$$z_R = \frac{w_0^2 \pi}{\lambda_m} \quad (3.8)$$

dove  $w(z)$  è la larghezza del fascio gaussiano alla distanza  $z$ ,  $z_R$  è la distanza di Reyleigh,  $w_0$  è il waist scelto e  $\lambda_m$  è la lunghezza d'onda nel mezzo. Quest'ultima è calcolata come

$$\lambda_m = \frac{\lambda_0}{n_{SiO_2}} \quad (3.9)$$

e nel nostro caso è stato trovato un valore di  $\lambda_m = 1.074\mu\text{m}$ . La struttura utilizzata nel simulatore Comsol, che è differente rispetto allo schema della figura 3.2, è osservabile in figura 3.4. In questa struttura sono visibili alla sinistra del grating le linee verticali adoperate da Comsol per il calcolo dell'efficienza di accoppiamento.

Su queste linee, che tagliano perpendicolarmente la guida, sono stati eseguiti degli integrali di linea del flusso di potenza, al fine di calcolare, con successiva elaborazione, l'efficienza di accoppiamento.

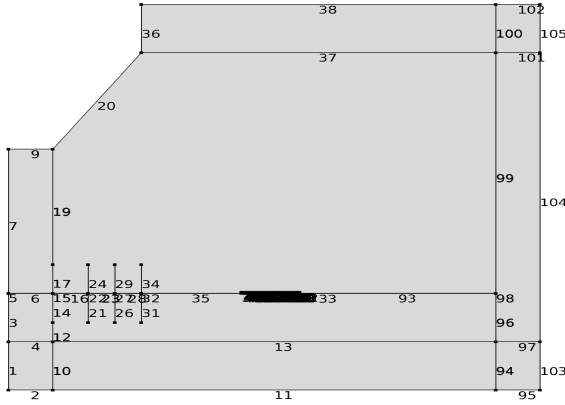


Figura 3.4: Struttura con Comsol

Le linee sono state scelte equidistanti tra loro ed in particolare alla distanza rispettivamente di  $d_1 = 14.74\mu m$ ,  $d_2 = 17.74\mu m$  e  $d_3 = 20.74\mu m$  dal centro del grating, in modo da avere più di un valore per ogni configurazione dei parametri. E' importante osservare che la guida possiede le attenuazioni e quindi i valori di potenza calcolati alle diverse distanze sono per natura differenti.

L'efficienza di accoppiamento è definita come il rapporto tra la potenza calcolata alle sezioni  $P_{sez}[\frac{W}{m}]$  di calcolo e la potenza in ingresso  $P_{in}[\frac{W}{m}]$ , ossia

$$E_a = \frac{P_{sez}}{P_{in}} \quad (3.10)$$

che è una quantità adimensionale. Con le impostazioni definite in precedenza, ossia  $P=626nm$ ,  $w_0 = 2\mu m$ ,  $t=25nm$ ,  $h=100nm$  e  $\lambda = 1.55\mu m$ , è stata eseguita una prima simulazione ottenendo un valore di efficienza  $E_a = 0.2439$ .

L'immagine del campo elettrico normalizzato è rappresentato in figura 3.5, nella quale è visibile il modo accoppiato alla sinistra del grating. Sebbene il valore  $E_a = 0.2439$  sia da ritenersi soddisfacente, sono state eseguite numerose simulazioni in funzione di diversi parametri, al fine di ottenere prestazioni migliori dalla struttura.

In prima istanza è stata studiata la variazione dell'altezza del grating  $h$ . Si noti che tale parametro non è presente all'interno dell'equazione di accoppiamento 3.6 ed è pertanto lasciato alla libertà del progettista. E' stata studiata una variazione di  $h$  compresa tra 60nm e 120nm con passo 10nm. I risultati di questo studio sono evidenti in figura 3.6.



Risulta evidente dalla figura 3.6 come il valore  $h = 100nm$  inizialmente scelto fosse in realtà un caso ottimo. Osservando lo stesso grafico si evince che per valori di  $h$  troppo piccoli non si ha buon accoppiamento poichè ci si avvicina alla situazione di grating nullo in cui  $h = 0$ . Un valore di  $h$  troppo elevato sfavorisce l'accoppiamento dal momento che il campo interagisce con il grating in una zona troppo distante dalla guida.

Successivamente è stata studiata la variazione del waist  $w_0$ , inizialmente impostato come  $w_0 = 2\mu m$ , tra  $w_0 = 1.5\mu m$  e  $w_0 = 3.5\mu m$ .

I risultati di tale studio sono illustrati in figura 3.7 e si evince che, diversamente da quanto accaduto per l'altezza del grating, il valore ottimo differisce da quello inizialmente impostato. In particolare con un  $w_0 = 3\mu m$  si ottiene un'efficienza  $E_a = 0.2776$ , leggermente superiore rispetto al caso iniziale di  $E_a = 0.2439$ . La ragione di questa differenza risiede nel fatto che con  $w_0 = 3\mu m$  si ha una migliore

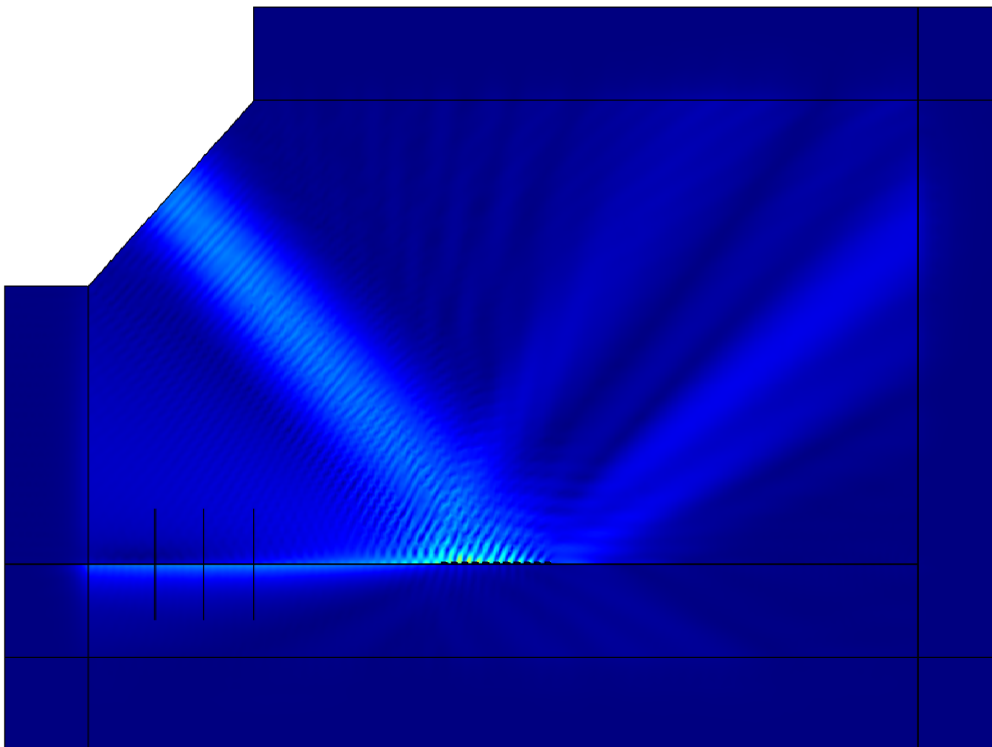


Figura 3.5: Campo elettrico normalizzato con  $t=25nm$ ,  $P=626nm$ ,  $w_0 = 2\mu m$  e  $\lambda = 1.55\mu m$

illuminazione del grating, essendo il fascio meno divergente.

Questo aspetto dell'illuminazione del grating apre la strada a diverse considerazioni sul dimensionamento del numero  $N$  di periodi del grating, necessari per garantire il miglior accoppiamento. A tal proposito è *standard practice* dimensionare il fascio gaussiano in modo tale che illumini perfettamente tutta la lunghezza del grating. Occorre quindi dimensionare  $N$  in modo che  $w(z)$ , larghezza del fas-

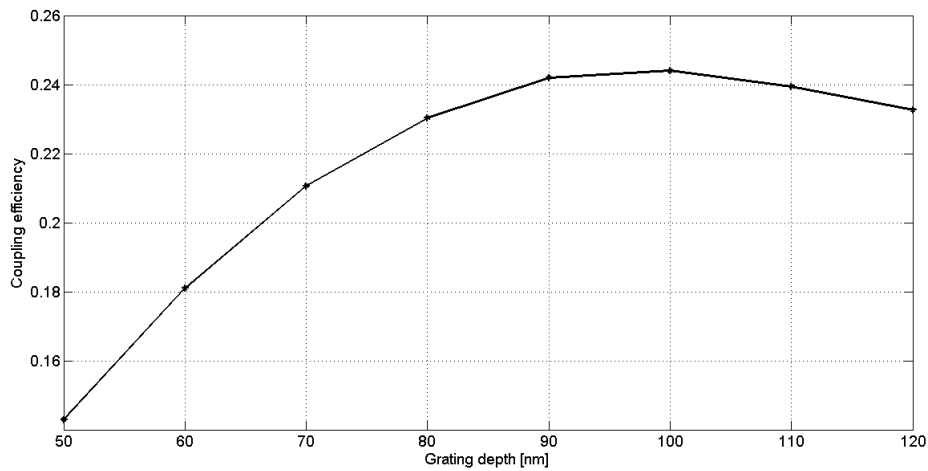


Figura 3.6: Efficienza di accoppiamento  $E_a$  in funzione dell'altezza del grating.

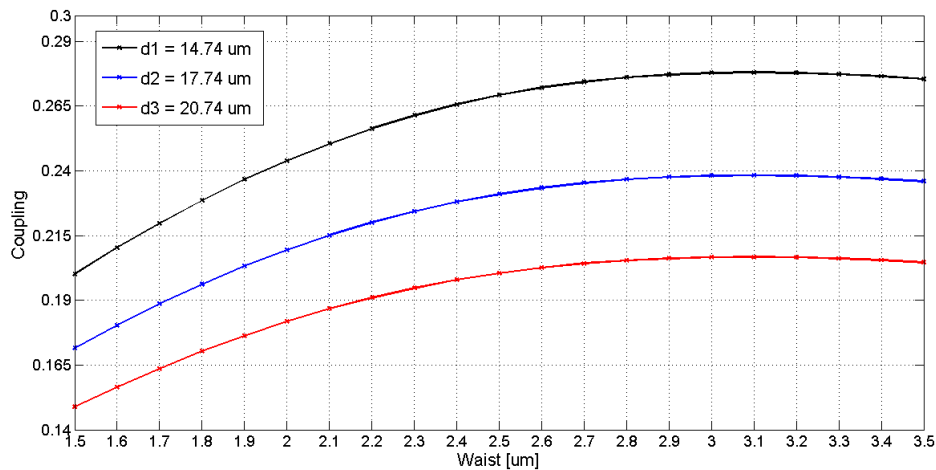


Figura 3.7: Efficienza di accoppiamento  $E_a$  in funzione del waist  $w_0$  del fascio gaussiano incidente.

cio gaussiano, risulti pari alla lunghezza del grating alla distanza  $d$ . Se questo dimensionamento è rispettato lo 86.47% della potenza del fascio gaussiano viene trasferita sul grating e di conseguenza si ottiene l'accoppiamento ottimo. Nel nostro caso con  $w_0 = 2\mu m$  questa condizione equivale ad avere un grating lungo  $N=17$  periodi, ben differente da  $N=11$  inizialmente adoperato.

In questo discorso occorre sottolineare che il modo di propagazione presenta attenuazione, ed un numero eccessivo  $N$  di periodi del grating potrebbe essere controproducente dal momento che la distanza tra il primo *ridge* e l'ultimo è considerevole.

Questi due contrapposti aspetti implicano necessariamente un *trade-off* tra la miglior condizione teorica e l'attenuazione della guida. E' stato effettuato uno studio al variare del numero di periodi  $N$  del grating con  $w_0 = 2\mu m$  fisso ed è stato verificato che per  $N=17$  periodi si ottiene un'efficienza  $E_a = 0.2725$  non diversa dal valore ottenuto per  $N=11$ . In particolare dallo stesso studio emerge che il valore ottimo è  $N=14$  periodi per il quale l'efficienza è  $E_a = 0.2829$ .

Si può concludere questa digressione affermando che per  $w_0 = 3\mu m$  si ottiene miglior accoppiamento e che non conviene aumentare i periodi del grating in quanto il guadagno non è significativo rispetto al caso  $N=11$ .

### 3.2.1 Studio dell'accoppiatore 2D al variare di lunghezza d'onda e periodo

Lo studio in funzione della lunghezza d'onda dei grating di accoppiamento plasmonici riveste una certa importanza alla luce della loro applicazione nel campo dei bio-sensori chimici [23]. In letteratura ci sono pochissimi studi sull'accoppiamento in guida a slab plasmonica effettuati alla lunghezza d'onda 1550nm, pertanto questo potrebbe rappresentare un elemento di novità.

Le impostazioni di lavoro sono state descritte ampiamente nella sezione precedente, in particolare consideriamo  $N=11$  periodi, un waist di  $3\mu m$  del fascio gaussiano ed un'altezza dei *ridges* del grating  $h = 100nm$ . Osservando la formulazione 3.6 si nota che compaiono nella relazione sia  $P$  che  $\lambda$  e pertanto sarà opportuno aspettarsi in funzione di  $\lambda$  e di  $P$  grafici di efficienza simili tra loro.

Sono state scelte le lunghezze d'onda comprese tra  $\lambda = 1.50\mu m$  e  $\lambda = 1.65\mu m$  con passo  $\lambda_p = 10nm$ , ed i periodi compresi tra  $P=600nm$  e  $P=650nm$  con passo  $P_p = 2nm$ . Seguendo la teoria elettromagnetica del capitolo 1, è stato neces-

sario utilizzare un'approssimazione polinomiale al fine di calcolare la funzione dielettrica del metallo partendo dai valori ellissometrici in funzione di  $\lambda$  a nostra disposizione.

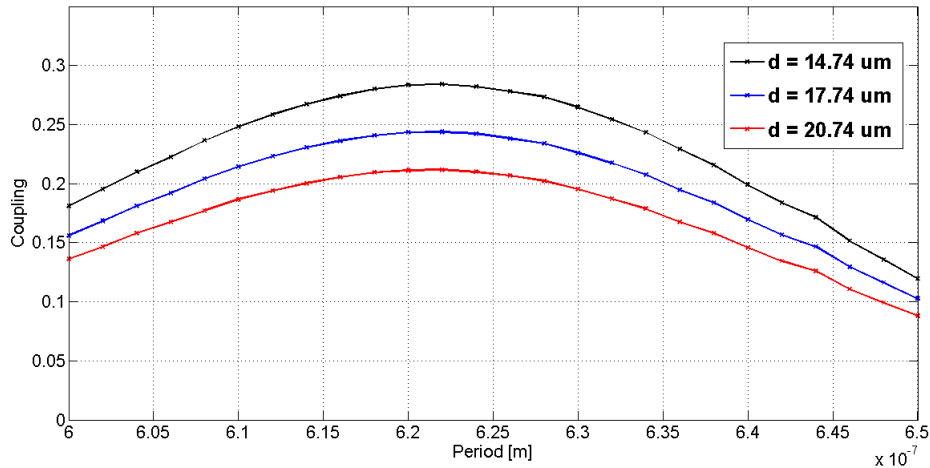


Figura 3.8: Efficienza di accoppiamento  $E_a$  in funzione della variazione del periodo P.

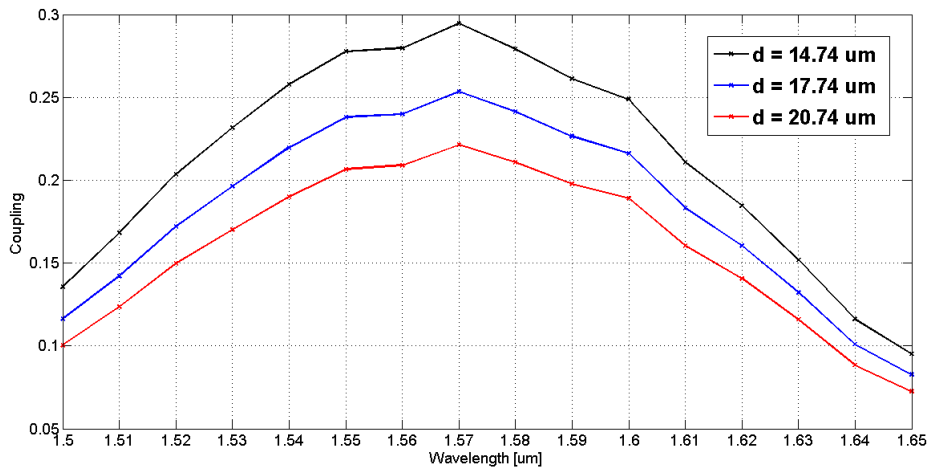


Figura 3.9: Efficienza di accoppiamento  $E_a$  in funzione della lunghezza d'onda.

Le figure 3.8 e 3.9 rappresentano gli studi effettuati. Mediante una prima analisi sulla figura 3.8 si può osservare come, nonostante l'ampio range di valori scelto,

l'efficienza di accoppiamento rimanga quasi sempre al di sopra del 10%. L'analisi di strutture plasmoniche ha tuttavia evidenziato numerosi punti di criticità specialmente nel momento in cui sono state introdotte asimmetrie o elementi di non idealità [7] [8] ed un risultato come questo è positivo ai fini applicativi di questa tecnologia. Il fatto di non avere un vincolo così stretto nella scelta del periodo  $P$  fa in modo che eventuali errori in fase relizzata non pregiudichino il funzionamento della stessa.

Per quanto riguarda lo studio in frequenza in figura 3.9 si osserva un analogo comportamento. Il grafico mostra come si abbia una banda a 3dB circa compresa tra  $\lambda = 1.51\mu m$  e  $\lambda = 1.63\mu m$ , la quale risulta essere molto interessante ai fini applicativi.

# Capitolo 4

## Accoppiamento in guide plasmoniche a strip

In questo capitolo sarà analizzato l'accoppiamento di un fascio gaussiano in una guida a strip. Si tratta di un lavoro innovativo poiché le fonti in letteratura sono esigue e in molti casi inesistenti. Saranno analizzate le diverse problematiche di natura numerica incontrate nello studio della struttura 3D mediante il simulatore Comsol. Sarà infine proposta una struttura di accoppiamento, sulla quale sono stati fatti degli studi al variare della lunghezza d'onda e del waist del fascio gaussiano incidente.

### 4.1 La struttura di accoppiamento

Non avendo strutture di riferimento in letteratura, è stata affrontata la questione di determinarne una idonea struttura per effettuare l'accoppiamento. E' stato deciso di estendere la struttura 2D al caso tridimensionale mediante una semplice aggiunta della terza dimensione. Una struttura di questo tipo è rappresentata in figura 4.1.

E' stato imposto un piano magnetico perfetto (PMC) verticale al fine di diminuire gli elementi di calcolo ed è stata scelta una guida a strip di larghezza  $w = 6\mu m$ , di spessore  $t=25nm$ .

Dagli studi effettuati sui modi strip dei capitoli precedenti emerge che la parte reale dell'indice efficace di un modo di una guida a slab non differisce molto dal corrispondente modo fondamentale di una guida a strip. Questo fatto induce a pen-

sare che il periodo  $P$  non sia molto differente dal caso bidimensionale. La nostra considerazione è stata verificata applicando la formulazione 3.6 del Capitolo 3.

La struttura 4.1 ha una larghezza di  $9\mu m$ , un'altezza  $h = 30\mu m$  ed una lunghezza di  $40\mu m$ . E' stato infine introdotto un contorno di PML (*Perfect Matched Layer*) di spessore pari alla lunghezza d'onda nel mezzo, ossia  $d_{PML} = 1\mu m$ , al fine di assorbire le riflessioni del grating.

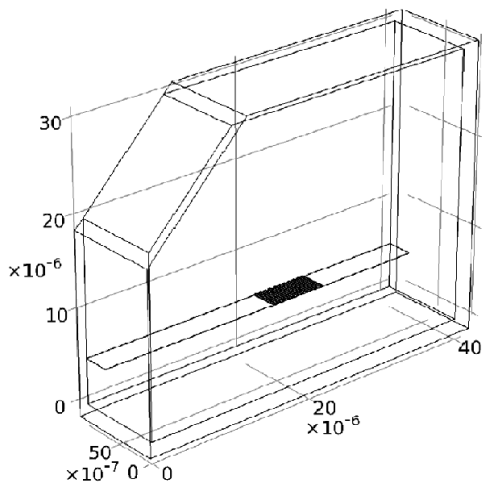


Figura 4.1: Struttura di accoppiamento 3D originaria

Il computer utilizzato per simulare la struttura possiede caratteristiche tecniche molto superiori a quelle di un normale PC. E' dotato infatti di processore Intel Xeon CPU X5660 @ 2.80GHz  $\times$  12, 96Gb di memoria RAM e memoria su disco fisso 1.4 Tb. La scelta di adoperare un computer così prestante e potente è stata necessaria, dal momento che la simulazione 3D richiede enorme capacità di calcolo.

Per il calcolo è stata adoperata una mesh avente elementi di dimensioni al massimo  $\frac{\lambda}{3}$ , ma, nonostante le doti impressionanti del calcolatore, la simulazione non ha fornito il risultato per sopraggiunti problemi di *overflow* della memoria RAM. E' apparsa, pertanto, evidente la necessità di cambiare configurazione e struttura, diminuendone drasticamente le dimensioni.

La nuova struttura adoperata è illustrata in Figura 4.2. Come si può osservare, essa differisce molto dalla struttura precedente in figura 4.1. Questa nuova figura, infatti, è racchiusa in un dominio avente lunghezza  $15\mu m$ , altezza  $14\mu m$  e profondità  $4\mu m$ , a cui corrisponde un volume notevolmente ridotto rispetto alla Figura 4.1.

Inoltre per fare fronte a questi problemi sono stati modificati diversi parametri della guida. In particolare la strip è stata scelta con spessore  $t=20nm$  (differente rispetto al caso bidimensionale e dalla figura 4.1), la porta dista  $d = 12.3\mu m$  dal centro del grating ed è stato posto un numero  $N=10$  periodi del grating.

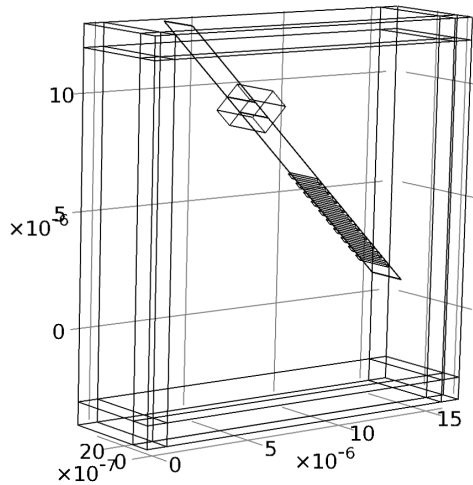


Figura 4.2: Struttura di accoppiamento 3D operativa.

sono, poi, state determinate due superfici, perpendicolari alla guida, al fine di calcolare il flusso di potenza in transito. Queste hanno una distanza dal centro del grating rispettivamente  $d_1 = 6.85\mu m$  e  $d_2 = 7.85\mu m$ .

Gli ultimi due parametri sono stati determinati a partire dalle equazioni sui fasci gaussiani 3.8 e 3.7, semplicemente considerando una differente distanza  $d$  dal centro del grating.

Nonostante questi cambiamenti sono stati mantenuti invariati il verso di accoppiamento (*back coupling*) e l'angolo di incidenza  $\theta = 45^\circ$ . E' stato infine dimensionato un apposito dominio per il calcolo dell'efficienza di accoppiamento in guida, visibile in figura 4.2.

Tale dominio riveste la stessa funzione delle linee di calcolo introdotte per il caso bidimensionale. Su tale dominio

## 4.2 Studio della struttura

E' stato deciso di eseguire su questa nuova struttura degli studi analoghi al caso bidimensionale. Nel caso specifico la scelta è stata quella di procedere dapprima con uno studio in frequenza con un fascio gaussiano incidente di waist  $w_0 = 2\mu m$ , successivamente procedere con lo studio in funzione del waist alla lunghezza d'onda  $\lambda = 1550nm$ .

E' bene notare che sono stati omessi molti degli studi effettuati sul caso bidimensionale, in particolar modo nel caso 3D manca la trattazione in funzione della variazione del periodo. Questo fatto non vanifica la bontà dei risultati ottenuti, dal momento che il periodo  $P$  e la lunghezza d'onda  $\lambda$  sono legate dalla relazione 3.6 e pertanto la variazione del periodo  $P$  è del tutto assimilabile alla variazione in lunghezza d'onda.

Questa scelta deve essere confrontata anche con il fatto che, sebbene il calcolatore riesca a simulare la struttura, è richiesta una dose massiccia di elaborazioni, le



quali richiedono molto tempo.

Prima di analizzare i risultati degli studi effettuati occorre definire i parametri di calcolo nel caso tridimensionale. L'efficienza di accoppiamento è definita in modo analogo al caso bidimensionale, in particolare, definite  $P_{sez}[\text{W}]$  e  $P_{in}[\text{W}]$  rispettivamente la potenza alla sezione di calcolo e la potenza all'ingresso, si ha che

$$E_a = \frac{P_{sez}}{P_{in}} \quad (4.1)$$

dove la quantità efficienza  $E_a$  è adimensionale.

### 4.2.1 Studio in lunghezza d'onda con waist $2\mu\text{m}$

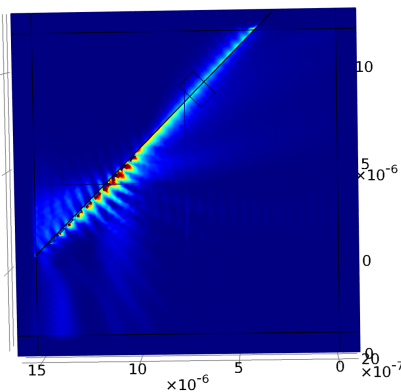


Figura 4.3: Campo elettrico normalizzato.

Si è deciso di effettuare l'analisi scegliendo 5 lunghezze d'onda da  $\lambda = 1500\text{nm}$  a  $\lambda = 1600\text{nm}$  con passo  $\lambda_p = 25\text{nm}$ .

Il numero di analisi effettuate risulta molto minore rispetto alle 16 valutazioni del caso bidimensionale.

Occorre, tuttavia, sempre confrontare le due strutture 2D e 3D alla luce del numero di operazioni macchina necessarie per trovare il risultato. A questo proposito basti pensare che le 5 analisi del caso tridimensionale sono state eseguite dal calcolatore in 89737 secondi (circa 24 ore), ossia un tempo circa 70 volte superiore al

caso 2D. E' quindi stato necessario scegliere un numero di valutazioni numeriche inferiore.

Considerando le ridotte dimensioni della struttura, la simulazione è stata eseguita mediante un particolare funzione di Comsol in modo tale che fosse visualizzato solamente il campo scatterato dal grating, senza la sovrapposizione del campo incidente. L'immagine ottenuta è rappresentata in Figura 4.3. Si evince dall'immagine che esiste, seppur abbastanza debole, un'accoppiamento in direzione della guida.

Il grafico in figura 4.4 mostra l'efficienza per tutte le lunghezze d'onda esaminate. Il calcolo è stato effettuato sulle due superfici del dominio di calcolo e mostra come esista un'attenuazione della guida. L'efficienza massima trovata si ha per  $\lambda = 1550\text{nm}$  ed è pari al 15.1%, che è un valore poco superiore alla metà del valore trovato per il caso bidimensionale.

Le ragioni di questa differenza sono da ricercare in molteplici fattori concorrenti. L'illuminazione del fascio gaussiano è uno di questi, dal momento che è stato dimensionato sulla lunghezza del grating e non è stato fatto alcun dimensionamento per quanto riguarda la larghezza della guida. In una situazione come la nostra in figura 4.2 il fascio gaussiano ha un profilo circolare, mentre il grating segue la geometria della guida. La conseguenza di ciò è una inevitabile dispersione di parte della potenza incidente del fascio gaussiano in una regione esterna al grating.

Una parziale soluzione a questo problema consiste nell'adottare una struttura con *tapering*, ossia adottare un grating di forma più confacente alla geometria del fascio incidente.

### 4.2.2 Studio al variare del waist

L'analisi precedentemente effettuata ha riguardato il caso di waist  $2\mu\text{m}$ , tuttavia occorre indagare se, analogamente per quanto accaduto nel caso 2D, esistano

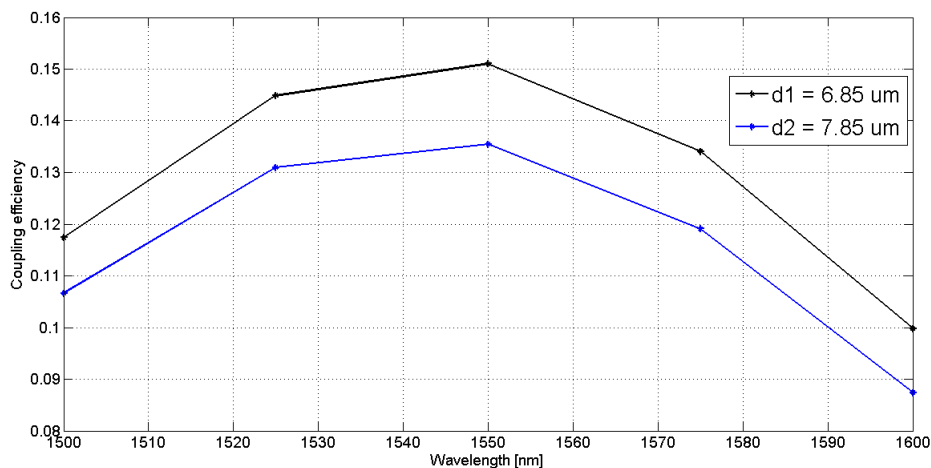


Figura 4.4: Efficienza di accoppiamento  $E_a$  della struttura 3D in funzione della lunghezza d'onda.

configurazioni di waist migliori. L'analisi è stata effettuata per 9 valori compresi tra  $w_0 = 1.5\mu m$  e  $w_0 = 3.0\mu m$ . Anche in questo caso il numero delle valutazioni è inferiore al caso bidimensionale per le motivazioni espresse nella sezione 4.2.1.

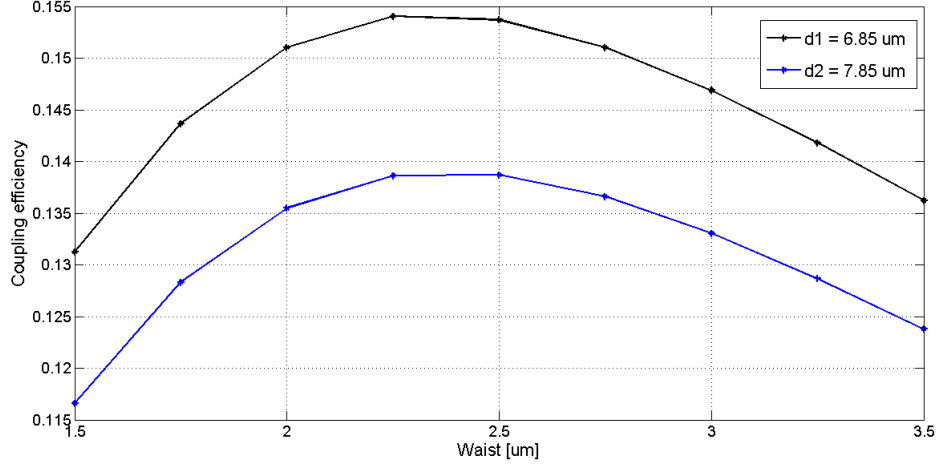


Figura 4.5: Efficienza di accoppiamento  $E_a$  della struttura 3D in funzione del waist.

I risultati di questa analisi sono mostrati in figura 4.5. Dall'immagine pare evidente che esiste un'ampiezza di waist tale da generare un miglior accoppiamento rispetto al caso  $w_0 = 2\mu m$ , tuttavia l'incremento è esiguo. Le ragioni di questo lieve incremento dell'efficienza di accoppiamento sono da ricercare in una miglior illuminazione del grating da parte del fascio gaussiano. Per quanto riguarda il comportamento per  $w_0 = 1.5\mu m$  e  $w_0 = 3.5\mu m$  è naturale aspettarsi efficienze minori dal momento che, nel primo caso il fascio risulta troppo divergente, mentre nell'altro il fronte di fase è troppo ampio rispetto al grating. In entrambe le situazioni buona parte della potenza in ingresso viene dissipata ad illuminare parti della guida esterne al grating.

# Appendice A

## Analisi 3D mediante simulatore Comsol

Comsol Multiphysics è un software commerciale che permette, mediante il Metodo degli Elementi Finiti, di analizzare numericamente moltissimi problemi di natura fisica. Al suo interno distingue diversi moduli, i quali coprono le più importanti applicazioni. E' nostro interesse soffermarci sul funzionamento del *RF Module* il quale permette di analizzare problemi di natura elettromagnetica. In questo appendice sarà spiegato l'utilizzo di Comsol nella nostra applicazione.

### A.1 Definizione del problema e della geometria

Al momento dell'apertura di Comsol compare la schermata in figura A.1 nella quale è possibile scegliere il tipo di geometria da utilizzare. Ad esempio nel caso si volesse effettuare un'analisi modale sarà opportuno scegliere una geometria 2D, mentre nel caso di un problema di natura propagativa sarà necessario optare per la configurazione più confacente alla fisica in questione.

Il nostro problema è di natura tridimensionale così si sceglie la configurazione 3D. La schermata successiva a questa è rappresentata in Figura A.2, nella quale è necessario scegliere il modulo Comsol più adatto alle esigenze. In Comsol non esiste un modulo dedicato all'ottica, bensì un più generale *RF module*, il quale contiene differenti analisi di tipo elettromagnetico.

Nella nostra situazione scegliamo un'analisi elettromagnetica semplice e pertanto optiamo per *Electromagnetic Waves*. Nella schermata subito successiva è possi-

bile scegliere il tipo di studio da effettuare. Nel nostro caso abbiamo un porta di ingresso ed un fascio propagante, quindi la scelta è di adoperare un'analisi

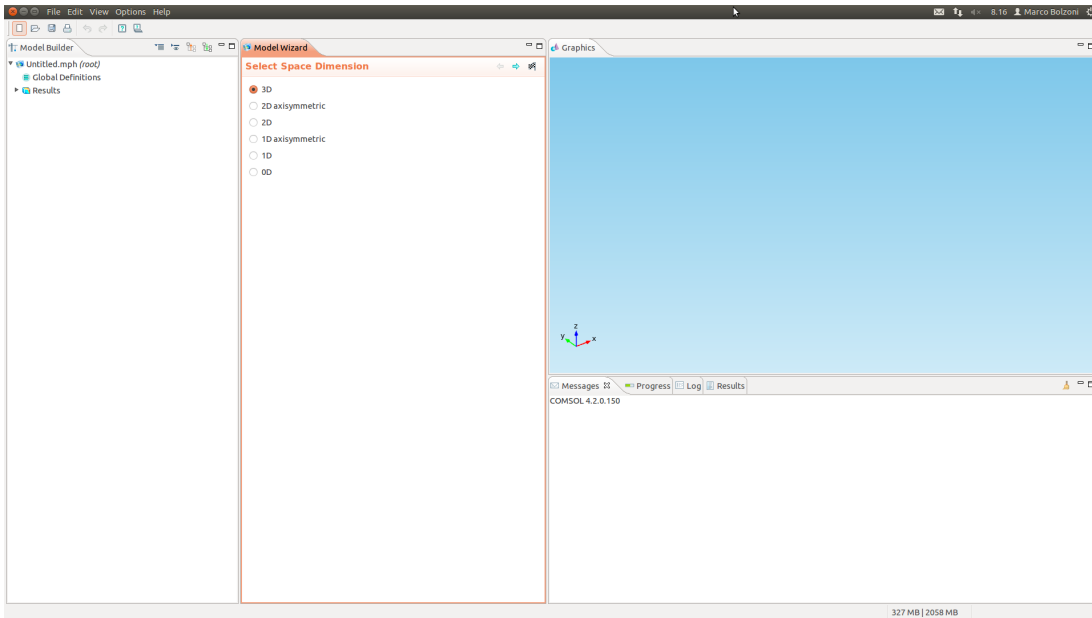


Figura A.1: Schermata di apertura Comsol Multiphysics.

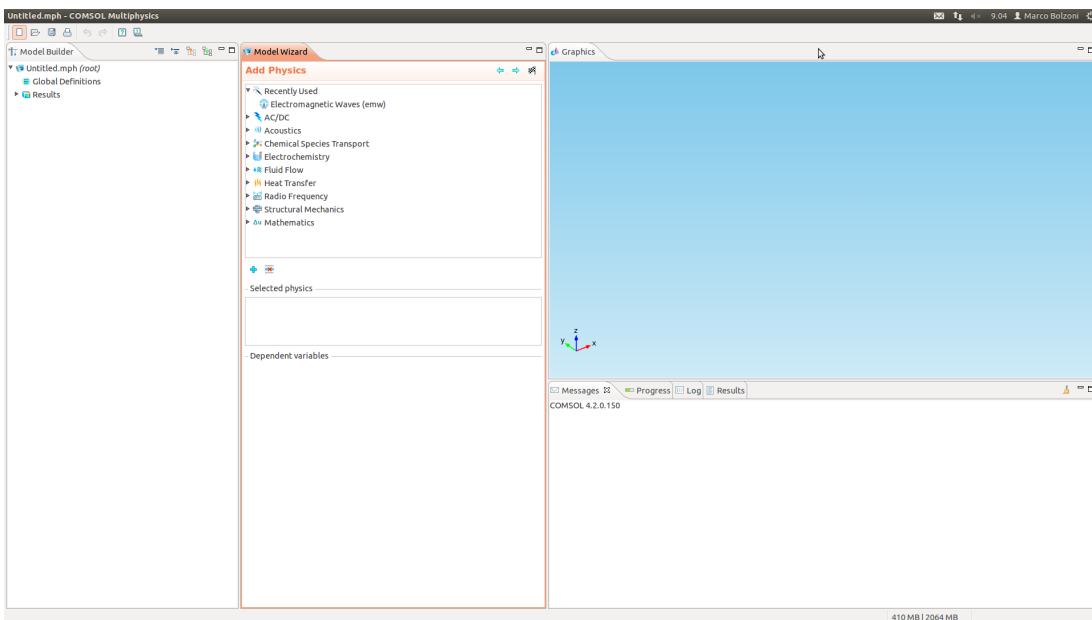


Figura A.2: Schermata Comsol di scelta del modulo applicativo.

modale alla porta (*Boundary Mode Analysis*) ed un'analisi in frequenza per la propagazione del fascio gaussiano (*Frequency Domain*).

Eseguite queste primissime operazioni è necessario disegnare la struttura che si intende simulare. A tal proposito Comsol mette a disposizione un grande numero di oggetti base tra cui parallelepipedi, cilindri, sfere e tetraedri. Per posizionare il solido bisogna definirne le dimensioni e le coordinate di uno spigolo. Il programma consente, come quasi tutti i programmi di natura commerciale, di definire in modo parametrico le dimensioni della struttura. I parametri sono definiti in un apposita sezione. Il risultato della composizione geometrica è già stato illustrato in Figura 4.2 nel Capitolo 4.

## A.2 Definizione dei parametri e dei materiali

E' già stata accennata la possibilità di definire i parametri della struttura, in modo particolare nel menù di sinistra dello schermo nella sezione *Global Definitions* si distinguono:

1. PARAMETRI: sono quantità scalari che hanno validità globale all'interno della simulazione;
2. VARIABILI: sono quantità vettoriali e dimensionali che possono essere definite all'interno della struttura;
3. FUNZIONI: sono valide in tutto il programma e possono essere definite in modo analitico (scrivendone l'espressione simbolica), interpolanti (fornendo i valori in un insieme finito di punti) e a tratti.

Nel nostro caso sono stati definiti solamente alcuni parametri e alcune variabili. In modo particolare nelle Figure A.3 e A.4 sono evidenti le schermate di scelta e i valori inseriti corrispondenti alla figura.

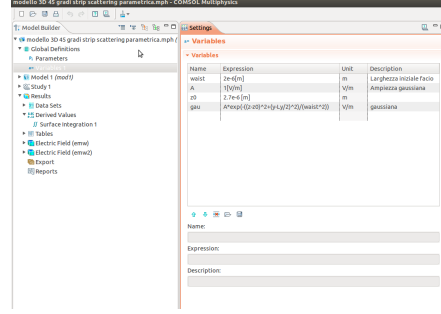
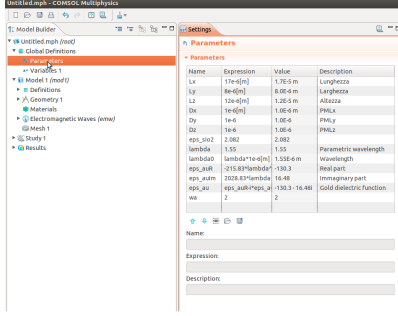


Figura A.3: *Definizione dei parametri.* Figura A.4: *Definizione delle variabili.* Nella scelta dei parametri, oltre alle definizioni inerenti la geometria, è stato scelto di definire una lunghezza d'onda parametrica  $lambda$  priva della scala micrometrica e dell'unità di misura al fine di effettuare simulazioni parametriche e di definire un polinomio interpolante per la parte reale ed immaginaria della costante dielettrica dell'oro.

Questa scelta non ha impedito la definizione della lunghezza d'onda vera e propria  $lambda_0 = lambda * 1e-6[m]$  all'interno dei parametri. Con il valore  $lambda$  parametrico le parti reale ed immaginaria della costante dielettrica dell'oro risultano essere approssimate dai seguenti polinomi di quarto grado:

$$epsR_{Au} = -215.83 * lambda^4 + 1459.46 * lambda^3 - 3712.40 * lambda^2 + 4029.07 * lambda - 1645.36 \quad (A.1)$$

$$epsI_{Au} = 2028.83 * lambda^4 + 12207.68 * lambda^3 + 27555.30 * lambda^2 - 27625.41 * lambda + 10383.71 \quad (A.2)$$

Successivamente è stata definita la costante dielettrica come  $eps_{Au} = epsR_{Au} - j * epsI_{Au}$ . La bontà del polinomio approssimante è confermata dal fatto che per lunghezza d'onda parametrica  $lambda = 1.55$  si ottiene una costante dielettrica per l'oro  $\epsilon_{Au} = -130.3 - j16.48$ , che è perfettamente coerente con la teoria del Capitolo 1.

Le variabili, invece, rappresentano delle quantità di tipo vettoriale, pertanto in questo modo è stata definita l'onda gaussiana alla porta di ingresso. DA un punto di vista teorico il fascio gaussiano nel waist è definito in modulo come

$$U(x, y, z) = A * e^{-\frac{(y-y_c)^2+(z-z_c)^2}{w_0^2}} \quad (\text{A.3})$$

dove  $A$  è l'ampiezza,  $y_c$  e  $z_c$  sono le coordinate del centro. Per poter effettuare l'analisi numerica è stato necessario anche in questo contesto definire un waist parametrico  $wa$ , il quale è stato definito nei parametri. L'espressione numerica della gaussiana ( $gau$ ) è tale da propagare in direzione  $x$ , avente un centro nel punto  $C(x_c, y_c, z_c)$  con  $x_c = 0$ ,  $y_c = 4\mu m$  e  $z_c = 2.7\mu m$ , quindi

$$gau = A * exp(-((z - z_c)^2 + (y - y_c)^2)/(waist^2)) \quad (\text{A.4})$$

dove  $A$  è una quantità scalare dimensionale pari a  $1[\frac{V}{m}]$ , mentre la variabile  $waist = wa * 1e - 6[m]$ .

Con questi parametri, il dimensionamento del fascio è tale che alla distanza  $d = 12.43\mu m$ , corrispondente alla distanza del grating, abbia una larghezza  $w = 2.91 \text{ } \mu m$ , dal momento che per un waist  $w_0 = 2\mu m$  si ha una distanza di Rayleigh  $z_r = 11.70\mu m$ . Comsol, inoltre, permette la definizione dei materiali mediante un'apposita sezione situata all'interno del menù *Model*. Esiste una libreria contenente diversi materiali predefiniti, tuttavia è stato deciso di definire due materiali ex novo denominati *Vetro* e *Oro*. In questo contesto l'utente, mediante la definizione di apposite costanti del mezzo, può definire manualmente una diverse caratteristiche del materiale. Nel nostro contesto sono state definite solamente la permittività elettrica relativa  $\epsilon_r$ , la permeabilità magnetica relativa  $\mu_r$  e la conduttività elettrica  $\sigma$ . Gli ultimi due valori sono stati scelti identici sia nel caso del Vetro che dell'Oro, in particolare è stato imposto  $\mu_r = 1$  e  $\sigma = 0$ .

Per quanto riguarda la costante dielettrica relativa del mezzo sono stati utilizzati i valori delle equazioni A.1 e A.2 per il caso dell'Oro, mentre è stato adoperato un valore costante per il vetro pari a  $\epsilon_{SiO_2} = 2.082$ . E' stato necessario scegliere i domini di appartenenza per ciascun materiale.

### A.3 L'analisi elettromagnetica di rifrazione

Terminata l'operazione di definizione delle variabili e dei materiali da impiegare, è necessario definire le proprietà elettromagnetiche dei vari domini e contorni. A questo proposito Comsol mette a disposizione una vasta scelta di condizioni



da imporre tra cui i muri perfettamente elettrici e magnetici, il PML (Perfect Matched Layer) e le porte.

E' nostra intenzione svolgere una simulazione in modo tale da poter visualizzare in modo separato il campo scatterato, il campo incidente ed il campo totale della struttura.

Per fare questo è necessario definire due differenti strutture elettromagnetiche *Electromagnetic Waves 1* ed *Electromagnetic Waves 2*, le quali comprendono un insieme di domini differenti tra di loro. Le immagini dei domini sono rappresentate nelle figure A.5 e A.6. Nel primo insieme di domini si definisce una porta ed una struttura di solo vetro senza la strip di oro, mentre nella seconda struttura non si definisce alcun tipo di porta, ma si impone al simulatore (mediante un flag) si risolvere il problema avendo come campo di background quello definito nella struttura 1.

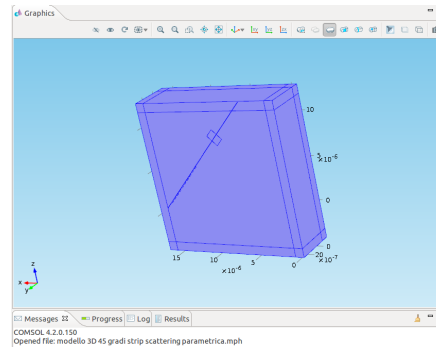
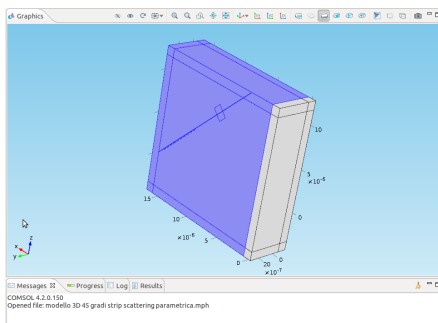


Figura A.5: *Electromagnetic Wave 1*. Figura A.6: *Electromagnetic Wave 2*. Questo modo di procedere permette un'analisi più completa, sebbene richieda un numero di elaborazioni di gran lunga superiore al caso in cui si scegliesse un'analisi in frequenza tradizionale, cioè senza alcun tipo di configurazione di scatter. Infine per poter simulare la struttura è necessario definire correttamente la mesh. A tal proposito il simulatore propone al fianco della generica mesh tetraedrica, una serie di soluzioni particolari per varie applicazioni. Il nostro problema non rientra in nessuna categoria o geometria particolare, pertanto è stata adoperata una mesh tetraedrica di 633564 elementi.

Definita la mesh è possibile simulare la struttura. Al fine di risolvere i sistemi lineari generati dal Metodo degli Elementi Finiti, è stato scelto un metodo di tipo GMRES (Generalized Minimal RESidual method). Il numero di gradi di libertà del sistema ammonta a 7974085. I risultati della simulazione sono riportati nel Capitolo 4.

# Conclusioni

Questo lavoro ha avuto come scopo l'approfondimento di alcune caratteristiche della propagazione nelle guide plasmoniche a striscia, con particolare riguardo agli aspetti di possibili non idealità realizzative ed agli aspetti di accoppiamento ottico.

Nella prima parte è stata introdotta la materia osservando che la propagazione guidata plasmonica è possibile solamente sotto precise condizioni che dipendono dalla lunghezza d'onda e dai materiali impiegati. Sono state analizzate differenti strutture propagative come le guide a slab e le guide a strip. Su quest'ultime è stato eseguito uno studio approfondito al fine di studiarne la loro configurazione ideale (guide simmetriche). Queste strutture hanno un'importanza teorica notevole poichè consentono un'elevato confinamento del modo fondamentale ed una lunghezza di propagazione apprezzabile al fine di un possibile impiego in dispositivi circuitali integrati.

E' emerso che queste guide presentano alcune inevitabili asimmetrie in fase di realizzazione. In particolare la non omogeneità del dielettrico ha mostrato un impatto notevole sul modo fondamentale introducendo uno spessore di cutoff nella guida a strip. Una parte importante del nostro lavoro ha avuto, pertanto, l'obiettivo di analizzare gli effetti del cutoff sul modo fondamentale. I risultati di questo studio sono stati pubblicati [7] [8] e si evince come, per avere delle situazioni di criticità, sia sufficiente una disomogeneità dell'indice di rifrazione del dielettrico di poche frazioni di punto percentuale.

Nella seconda parte sono state introdotte alcune tecniche di accoppiamento necessarie per superare il gap tra il vettore d'onda dell'onda plasmonica e il vettore d'onda del fascio incidente. Il nostro studio ha riguardato le strutture di accoppiamento mediante reticolo (o grating). A tal proposito è stato risolto il problema dell'accoppiamento per le guide a slab (problema bidimensionale) ed è stata pro-

posta una risoluzione di tale problema per le guide a striscia, le quali hanno natura intrinsecamente tridimensionale.

Il valore dell'efficienza di accoppiamento dipende in modo considerevole dalla configurazione del problema, in particolare la distanza del grating dal waist e l'illuminazione del reticolo rivestono ruoli importanti in tal senso. Con la geometria, da noi proposta nel Capitolo 3, si ottiene, nel caso di guide a slab, un'efficienza  $E_a = 27.25\%$ . Tale risultato, ottenuto alla particolare condizione di  $\lambda = 1.55\mu m$  e waist  $w_0 = 3\mu m$ , è compreso in uno studio più ampio al variare dei parametri della struttura.

I risultati ottenuti evidenziano come queste strutture possiedano una banda molto ampia e siano poco sensibili alla variazione del periodo  $P$  del reticolo nel range di qualche decina di nanometro. Questi due aspetti rappresentano due notevoli punti di interesse per diverse discipline.

Per quanto riguarda le strutture di accoppiamento in guida d'onda a striscia, sono state esplorate diverse geometrie al fine di ottenere accoppiamento. I problemi incontrati riguardano questioni di natura numerica così come evidenziato nel Capitolo 4 e in Appendice A.

Anche in questo contesto i risultati ottenuti dipendono in modo significativo dalla geometria adoperata. Il nostro studio è stato focalizzato su una particolare geometria, dal momento che il principale obiettivo è stato la risoluzione del problema e solo secondariamente la ricerca della configurazione geometrica ottima. L'efficienza massima ottenuta per la struttura 3D in questione è stata  $E_a = 15.10\%$ . Tale valore, analogamente a quanto fatto per le strutture 2D, è compreso in uno studio più ampio al variare dei parametri della struttura.

Da un primo confronto tra le due strutture emerge che, al netto delle differenti condizioni geometriche di propagazione, l'accoppiamento in guide a striscia ha efficienza inferiore. A questo proposito sono state ricercate le ragioni teoriche di questa differenza, ed è emerso che molto potrebbe dipendere dall'illuminazione poco efficiente del reticolo da parte del fascio gaussiano incidente. È stato pertanto ipotizzata l'introduzione di un apposito tapering al grating al fine di migliorarne l'efficienza.

In conclusione, dopo aver analizzato la propagazione in guida d'onda e l'accoppiamento dei modi plasmonici, è possibile affermare che questa tecnologia possiede caratteristiche interessanti tali da giustificare l'elevato livello di interesse in meri-

to della comunità scientifica internazionale. E' bene sottolineare che, nonostante le buone premesse, sono chiaramente emersi degli elementi di criticità di queste strutture, i quali necessitano di essere approfonditi e risolti in futuro. L'applicazione di questa tecnologia nei circuiti nanoelettronici commerciali dipende in buona parte dalla risoluzione delle questioni evidenziate.

# Bibliografia

- [1] Sergey I. Bozhevolnyi et al. Tobias Holmgaard, Zhuo Chen. Bend- and splitting loss of dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides. *Optics Express*, Vol. 16, pp 13585, 2008.
- [2] Eloy se Devaux et al Sergey I. Bozhevolnyi, Valentyn S. Volkov. Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators. *Nature*, Vol. 440, pp. 508-511, 2006.
- [3] Alexandra Boltasseva. Plasmonic components fabrication via nanoimprint. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, Vol. 11, pp 114001, 2009.
- [4] P.Berini. Plasmon-polariton waves guided by thin lossy metal films of finite width: Bound modes of symmetric structures. *Physical Review B*, 61,pp 10484-10503 ,2000.
- [5] P.Berini. Plasmon-polariton modes guided by a metal film of finite width bounded by different dielectrics. *Optics Express*, Vol 7, pp 329-335, 2000.
- [6] P.Berini. Plasmon-polariton waves guided by thin lossy metal films of finite width: Bound modes of asymmetric structures. *Physical review B*, 63,pp 125417-125431, 2001.
- [7] S.M.Pietralunga M.P.Bolzoni, G.G.Gentili. Lr-spp mode cutoff in strip waveguides as affected by technological induced asymmetries: a numerical study. *Photonics Technology Letters IEEE*, 23, pp 1082-1084, 2011.
- [8] S.M.Pietralunga M.P.Bolzoni, G.G.Gentili. A study on cutoff at  $1.55 \mu\text{m}$  for lr-spp modes in strip waveguides. *Methamaterials 2009*, 2009.

- [9] P.Berini Chengkun Chen. Broadside excitation of long-range surface plasmons via grating coupling. *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol 21, Issue 24, pp. 1831 - 1833, 2009.
- [10] P.Berini Chengkun Chen. Grating couplers for broadside input and output coupling of long-range surface plasmons. *Optics Express*, Vol. 18, Issue 8, pp. 8006-8018 , 2010.
- [11] Lifeng Li et al. Nicolas Bonod, Evgeny Popov. Unidirectional excitation of surface plasmons by slanted gratings. *Optics Express*, Vol. 15, N. 18, pp. 11427, 2007.
- [12] Robert E. Peale et al. Justin W.Clearly, Gautam Medhi. Long-wave infrared surface plasmon grating coupler. *Applied Physics*, Vol. 49, pp. 3102-3110, 2010.
- [13] Roel Baets Dirk Taillaert, Peter Bienstman. Compact efficient broadband grating coupler for silicon on insulator waveguides. *Optics Letters*, Vol. 29, Issue 23, pp. 2749-2751, 2004.
- [14] C.Genet et al. J.Y.Laluet, E.Devaux. Optimization of surface plasmons launching from subwavelength hole arrays: modelling and experiments. *Optics Express*, Vol. 15, Issue 6, pp. 3488-3495, 2007.
- [15] L.Martín-Moreno et al. F.Lopez-Tejeria, Sergio G.Rodrigo. Efficient unidirectional nanoslit couplers for surface plasmons. *Nature*, Vol. 3, pp. 324-327, May 2007.
- [16] S.A.Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer, 2007.
- [17] G.W.Bradberry Fuzi Young, J.R.Sambles. Long-range surface modes supported by thin films. *Phys. Rev. B*, Vol. 44, pp 5855-5872, 1991.
- [18] E.D.Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, INC, 1985.
- [19] P.Berini, R.Charbonneau, and I.Breukelaar. Long-range surface plasmon-polariton mode cutoff and radiation. *Applied Physics Letters*, 88, pp 051119, 2006.

- 
- [20] P.Berini, R.Charbonneau, and I.Breukelaar. Long-range surface plasmon-polariton mode cutoff and radiation in embedded strip waveguides. *Journal of Applied Physics*, 100, pp 043104, 2006.
- [21] Andreas Otto. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection. *Z.Physik*, Vol 216, pp 398-410, 1968.
- [22] C.R. Lawrence A.P.Hibbins, J.R.Sambles. The coupling of microwave radiation to surface plasmon polaritons and guided modes via dielectric gratings. *Journal of Applied Physics*, Vol. 87, pp. 2677-2683, 2000.
- [23] J.Homola. Surface plasmons resonance sensors for detection of chemical and biological species. *Chem.Rev*, Vol 108, pp 462-493, 2008.
- [24] D. Marcuse. *Teory of dielectric optical waveguides*. New York, Academic Press Inc., 1974.
- [25] P.Berini, R.Charbonneau, E.Berolo, and E.Lisicka-Shrzek. Experimental observation of plasmon-polariton waves supported by a thin metal film of finite width. *Optics Letters*, 25, pp 844-846, 2000.
- [26] A.Greco, G.Gentili, S.M.Pietralunga, and M.Martinelli. Effetti delle asimmetrie sul modo plasmonico nelle strutture a strip. *IEEE Lasers and Electro-Optics Society*, 2008.

# Elenco delle figure

1	Schema concettuale base per l'utilizzo di un circuito plasmonico. . .	5
1.1	Singola interfaccia M-D . . . . .	13
1.2	Struttura a doppia interfaccia . . . . .	15
2.1	Profilo di una struttura a strip simmetrica . . . . .	19
2.2	<i>campo <math>H_x</math> con <math>t=15nm</math></i> . . . . .	22
2.3	<i>campo <math>H_x</math> con <math>t=50nm</math></i> . . . . .	22
2.4	lunghezze di propagazione al variare di $t$ . . . . .	23
2.5	parte reale del neff al variare dei parametri geometrici . . . . .	24
2.6	parte immaginaria del neff al variare dei parametri geometrici . .	25
2.7	Profilo di una struttura a strip con asimmetria di dielettrico . . .	28
2.8	<i>Caso simmetrico</i> . . . . .	29
2.9	<i>Asimmetria <math>\delta n = +0.1\%</math></i> . . . . .	29
2.10	<i>Asimmetria <math>\delta n = +0.2\%</math></i> . . . . .	30
2.11	<i>Asimmetria <math>\delta n = +0.4\%</math></i> . . . . .	30
2.12	Grafico di cut-off per larghezze 6 micron . . . . .	30
2.13	Grafico di cut-off per larghezze 4 micron . . . . .	31
3.1	Prisma di accoppiamento secondo Kretschmann . . . . .	33
3.2	Grating di accoppiamento . . . . .	34
3.3	Struttura di accoppiamento per una guida slab . . . . .	36
3.4	Struttura con Comsol . . . . .	37
3.5	Campo elettrico normalizzato con $t=25nm$ , $P=626nm$ , $w_0 = 2\mu m$ e $\lambda = 1.55\mu m$ . . . . .	38
3.6	Efficienza di accoppiamento $E_a$ in funzione dell'altezza del grating.	39
3.7	Efficienza di accoppiamento $E_a$ in funzione del waist $w_0$ del fascio gaussiano incidente. . . . .	39



---

3.8	Efficienza di accoppiamento $E_a$ in funzione della variazione del periodo P. . . . .	41
3.9	Efficienza di accoppiamento $E_a$ in funzione della lunghezza d'onda. . . . .	41
4.1	Struttura di accoppiamento 3D originaria . . . . .	44
4.2	Struttura di accoppiamento 3D operativa. . . . .	45
4.3	Campo elettrico normalizzato. . . . .	46
4.4	Efficienza di accoppiamento $E_a$ della struttura 3D in funzione della lunghezza d'onda. . . . .	47
4.5	Efficienza di accoppiamento $E_a$ della struttura 3D in funzione del waist. . . . .	48
A.1	Schermata di apertura Comsol Multiphysics. . . . .	50
A.2	Schermata Comsol di scelta del modulo applicativo. . . . .	50
A.3	<i>Definizione dei parametri.</i> . . . . .	52
A.4	<i>Definizione delle variabili.</i> . . . . .	52
A.5	<i>Electromagnetic Wave 1.</i> . . . . .	54
A.6	<i>Electromagnetic Wave 2.</i> . . . . .	54