



UNIVERSITAT
POLITÈCNICA
DE VALÈNCIA

TELECOM ESCUELA
TÉCNICA **VLC** SUPERIOR
DE **UPV** INGENIEROS
DE TELECOMUNICACIÓN



Valencia Nanophotonics Technology Center

Sensor de resonancia de plasmones de superficie en óptica integrada

Autor:

Pedro Iranzo Egea

Tutor:

Alejandro Martínez Abiétar

Trabajo Fin de Grado presentado en la Escuela Técnica Superior de Ingenieros de Telecomunicación de la Universitat Politècnica de València, para la obtención del Título de Graduado en Ingeniería de Tecnologías y Servicios de Telecomunicación

Curso 2016-2017

Valencia, 1 de diciembre de 2016

Abstract

In this degree final project the design of a biomedical sensor based on the surface plasmon resonance using integrated optics has been proposed in the Nanophotonic Technology Centre of Valencia. To this end, a prototype has been proposed and its viability has been studied. We have compiled information in order to perform a study of the different parts that compose it theoretically and via simulations at different wavelengths using Matlab and the RSoft tool suite. Once the studies were completed, the prototype was designed with the wavelength that gave the best results. When analysing these results, it has been concluded that the different components involved in the prototype have an optimal behaviour at different wavelengths, which means that the integration in the sensor is not possible. Finally, alternatives have been proposed for the realization of the sensor through other architectures as well as areas of future study that may shed more light on the behaviour of the phenomena at different wavelengths.

Resumen

En este trabajo de final de grado se ha planteado el diseño de un sensor biomédico basado en la resonancia de plasmones de superficie mediante óptica integrada en el Centro de Tecnología Nanofotónica de Valencia. Para ello se ha planteado un prototipo y se ha estudiado su viabilidad. Se ha recopilado información para realizar un estudio de las diferentes partes que lo componen de manera teórica y mediante simulaciones a distintas longitudes de onda utilizando Matlab y la suite de herramientas RSoft. Una vez finalizados los estudios se ha diseñado el prototipo con la longitud de onda que daba mejores resultados. Al analizar los resultados se ha concluido que los componentes que forman parte del prototipo tienen una respuesta óptima a diferentes longitudes de onda, lo que hace incompatible su utilización integrada en un sensor como el planteado. Para finalizar se han planteado alternativas para la realización del sensor mediante otras arquitecturas así como áreas de estudio futuro.

Resum

En aquest treball de final de grau s'ha plantejat el disseny d'un sensor biomèdic basat en la ressonància de plasmons de superfície per mitjà d'òptica integrada a l'Institut de Tecnologia Nanofotònica de València. Per aconseguir-ho s'ha plantejat un prototip i s'ha estudiat la seua viabilitat. S'ha recopilat informació per a realitzar un estudi de les diferents parts que ho componen de manera teòrica i per mitjà de simulacions a distintes longituds d'ona utilitzant Matlab i la suite de ferramentes RSoft. Una vegada finalitzats els estudis s'ha dissenyat el prototip amb la longitud d'ona que donava millors resultats. Després d'analitzar els resultats s'ha conclòs que els components que formen part del prototip tenen una resposta òptima a diferents longituds d'ona, la qual cosa fa incompatible la seua utilització integrada en un sensor com el plantejat. Per a finalitzar s'han plantejat alternatives per a la realització del sensor per mitjà d'altres arquitectures així com àrees d'estudi futur que puguen aprofundir en la comprensió del comportament dels distints fenòmens a diferents longituds d'ona.

Índice general

1. Introducción	1
2. Objetivos	3
3. Estructura del proyecto	5
4. Metodología	7
5. Fundamentos de la óptica integrada y los sensores SPR	9
5.1. Introducción a la óptica integrada	9
5.1.1. Ventajas de la óptica integrada	9
5.1.2. Sustratos para los circuitos ópticos integrados	11
5.1.3. Acopladores entre fibras ópticas y circuitos ópticos integrados	12
5.2. Teoría de los plasmones de superficie	14
5.2.1. Resonancia de plasmones de superficie en una interfaz dieléctrico-metal-dieléctrico	14
5.3. Sensores de resonancia de plasmones de superficie	16
5.3.1. Aplicaciones	17
6. Sensor basado en la configuración Kretschmann	19
6.1. Introducción: sensor basado en nuevas tecnologías	19
6.2. Estudio del SPR	20
6.2.1. Estudio de la reflectividad con MATLAB	23
6.2.2. Estudio del índice efectivo con FemSIM	26
6.2.3. Estudio de la reflectividad con FullWAVE	28
6.3. Estudio del grating coupler	31
6.3.1. Ley de Bragg en MATLAB	32
6.3.2. Diseño del grating coupler con FullWAVE	33
6.4. Diseño del prototipo	41
6.4.1. Sensor a $\lambda = 800nm$	42
6.5. Resultados	44
6.5.1. Resultados del estudio del SPR	44
6.5.2. Resultados del estudio del <i>grating coupler</i>	44
6.5.3. Resultados del diseño del prototipo	44
7. Conclusiones	45

Apéndices	47
A. Software de simulación: RSoft suite	49
B. Diseño teórico de un grating coupler	53
C. Modo de propagación del SPR	59
C.0.1. Teoría de guías de onda planares en metal/dieléctrico	59
C.0.2. Plasmones de superficie en guías Metal-Dieléctrico	62
C.0.3. Excitación de los plasmones	64
D. Scripts	67
D.1. <i>Script</i> de MATLAB para el estudio de la reflectividad	67
D.2. <i>Script</i> de MATLAB para el diseño del <i>grating coupler</i>	68
D.3. <i>Script</i> de MATLAB para el cálculo del índice efectivo en una guía <i>slab</i> . . .	69
Bibliografía	72

Índice de figuras

5.1. Sistema óptico integrado de comunicaciones.	10
5.2. Sustrato SOI original y con guía nanostrip.	12
5.3. Nucleo de una fibra monomodo ($10\ \mu m$) y guía óptica integrada típica ($40 \times 40\ \text{nm}$) [9]	12
5.4. Distintos tipos de acopladores entre fibra óptica y guía integrada	13
5.5. <i>Grating coupler</i> en 3D y visto desde un lateral.	13
5.6. Ilustración de la resonancia de plasmones de superficie	15
5.7. Representación del campo electromagnético iluminando una superficie de metal	15
5.8. Esquema de la configuración Kretschmann	16
5.9. Esquema de un sensor SPR	17
6.1. Esquema del sensor a diseñar.	20
6.2. Perfil del modo del plasmón de superficie para $\lambda = 800\text{nm}$ [8].	21
6.3. Perfil del campo magnético (H_y) del plasmón de superficie para $\lambda = 800\text{nm}$ [8].	22
6.4. Reflectividad en función del ángulo de incidencia	23
6.5. Reflectividad en función del ángulo de incidencia y del grosor del oro con $\lambda = 600\text{nm}$	24
6.6. Reflectividad en función del ángulo de incidencia y de la longitud de onda con los grosores descritos en la tabla 6.4	25
6.7. Ventanas del CAD Environment con la estructura diseñada	26
6.8. Ventanas previa a la simulación de FemSIM donde se le especifica paráme- tros necesarios	27
6.9. Distribución del campo eléctrico (E_z) y magnético (H_x) del modo del plasmón de superficie para $\lambda = 800\text{nm}$	27
6.10. Estructura diseñada en FullWAVE para la medida de la reflectividad.	28
6.11. Interfaz de la herramienta MOST de RSoft.	29
6.12. Representación del campo final en una simulación de FullWAVE.	29
6.13. Comparación entre la reflectividad calculada con Matlab y la obtenida co FullWAVE	30
6.14. Resultados proporcionados por un compañero a $\lambda = 1550\text{nm}$	31
6.15. Coeficiente de absorción del Si	32
6.16. Estructura del <i>grating coupler</i>	34
6.17. Amplitud del campo lejano para el <i>grating coupler</i> a $\lambda = 1550\text{nm}$	34
6.18. Representación del campo para el <i>grating coupler</i> a $\lambda = 1550\text{nm}$	35
6.19. Pérdidas de inserción para el <i>grating coupler</i> a $\lambda = 1550\text{nm}$ (dB)	35
6.20. Resultados obtenidos para el <i>grating coupler</i> a $\lambda = 1330\text{nm}$	36
6.21. Resultados obtenidos para el <i>grating coupler</i> a $\lambda = 1000\text{nm}$ antes de optimizar	37
6.22. Resultados de la optimización a $\lambda = 1000\text{nm}$	37
6.23. Resultados obtenidos para el <i>grating coupler</i> a $\lambda = 1000\text{nm}$ después de optimizar	38

6.24. Resultados obtenidos para el <i>grating coupler</i> a $\lambda = 800nm$	39
6.25. Pérdidas de inserción para el <i>grating coupler</i> con una longitud de onda central $\lambda = 800nm$	40
6.26. Resultados obtenidos para el <i>grating coupler</i> a $\lambda = 600nm$	40
6.27. Pérdidas de inserción para el <i>grating coupler</i> con una longitud de onda central $\lambda = 600nm$	41
6.28. Esquema del sensor.	41
6.29. Sensor diseñado en la herramienta CAD	42
6.30. Simulación de la configuración Kerstchmann en FullWAVE.	43
6.31. Simulación de la configuración Kerstchmann alterada en FullWAVE.	43
A.1. Interfaz del programa CAD Enviornment	51
A.2. Interfaz del programa FullWAVE	52
A.3. Interfaz del programa FemSIM	52
B.1. Esquema de un <i>Grating coupler</i>	53
B.2. Esquema de una guía de ondas en SOI	54
B.3. Ley de Bragg	55
B.4. Diagrama de la condición de Bragg	56
C.1. Sección de una guía de onda plana con saltos de índice	61
C.2. Una guía de ondas de metal-dieléctrico	62
C.3. Permitividad del oro, plata y aluminio en función de la longitud de onda.	64
C.4. Esquema de la configuración Kretschmann	64
C.5. Dependencia del índice efectivo del plasmón de superficie en una interfaz oro-aire y el índice efectivo de una onda evanescente producida entre el oro y un prisma de sílice (SiO_2) con varios ángulos de incidencia.	65
C.6. Reflexión de la luz en la geometría de Kretschmann con el método ATR	66

Índice de tablas

6.1. Valores iniciales para el estudio de la reflectividad (R)	24
6.2. Grosos de la lámina de oro a estudiar	24
6.3. Grosor óptimo y ángulo Θ obtenido con Matlab	25
6.4. Comparación del índice efectivo con Matlab y con FemSIM	27
6.5. Valores iniciales para el cálculo de parámetros del <i>grating coupler</i>	32
6.6. Valores del índice efectivo del <i>grating coupler</i>	33

Capítulo 1

Introducción

La Fotónica es la ciencia que busca generar, controlar y detectar luz. Este campo es un cruce de caminos entre distintas disciplinas, incluyendo la Física, la Química, las Matemáticas y la Electrónica. De manera muy simple podríamos ver la Fotónica como algo análogo a la Electrónica. El flujo de electricidad en un cable consiste en la combinación de movimientos de las partículas de carga fundamentales, los electrones. Gracias a los trabajos teóricos y experimentales de grandes físicos al principio del siglo XX, hemos podido comprender como la luz también está formada por unas partículas fundamentales llamadas fotones. Así, análogamente a la Electrónica, el flujo de estos fotones en un haz o a través de un material dio lugar al [1] nombre de Fotónica.

Siguiendo esta analogía, en 1969 se acuñó por primera vez el término de óptica integrada [2], refiriéndose a la implementación, en un único sustrato, de distintos dispositivos fotónicos que interactúan entre ellos para ofrecer una funcionalidad determinada. A diferencia de lo que ocurre en la electrónica integrada, en la que la tecnología del silicio es indiscutiblemente predominante, aún no existe una preferencia clara por las distintas opciones de integración de dispositivos fotónicos. Históricamente, las tecnologías pioneras fueron las de bajo contraste, llamadas así porque la diferencia entre el índice de refracción del núcleo de las guías que se implementaban y de la cubierta era muy pequeña. Estas soluciones presentan guiado débil de la luz, lo que obliga a emplear radios de curvatura en las guías de interconexión a veces mayores que los dispositivos en sí, reduciendo las posibilidades de alcanzar altas densidades de integración. Con la aparición de las tecnologías de alto contraste, como las de fósforo de indio (InP) o de silicio sobre aislante o SOI (Silicon On Insulator), se alcanzan saltos de índice más altos [3]. Esto implica un guiado fuerte de la luz, posibilitando radios de curvatura de centenas de micras en InP o menores a 10 micras en SOI, lo que permite una mayor densidad de integración. Ambas tecnologías presentan ventajas e inconvenientes. Mientras el SOI es muy interesante por su compatibilidad con la tecnología CMOS y su alta capacidad de integración, el InP permite la implementación de fuentes de luz así como la implementación de detectores ultrarápidos en el mismo sustrato [4].

Con independencia de la aplicación o de la tecnología empleada, bien sea de alto o bajo contraste, la fabricación de prototipos de circuitos ópticos integrados requiere una considerable cantidad de tiempo y dinero. Esto hace imprescindible el uso de herramientas de simulación electromagnética que permitan determinar, con la mayor precisión posible y en un tiempo de cómputo abordable, el comportamiento que va a tener el dispositivo.

Además de su uso en las comunicaciones ópticas guiadas, la óptica integrada se utiliza en otras aplicaciones muy interesantes. Por ejemplo, se emplea en la implementación de biosensores [5] que permiten detectar proteínas, ADN, sustancias tóxicas, etc. La mayoría de estas aplicaciones médicas están basadas en fenómenos plasmónicos: interacciones resonantes entre la luz y los electrones libres de metales nobles. En los últimos 30 años estos se ha disparado el interés en estos fenómenos debido al descubrimiento de la absorción total en 1976 y del scattering Raman estimulado de superficie en 1977 [6] [7]. El desarrollo, en la década siguiente, de biosensores basados en plasmones y espectroscopias estimuladas de superficie ha atraído la atención de un gran conjunto de científicos. En la década de los 90, la superación de barreras en la nanofabricación y modelado electromagnético dieron más impulso a la plasmónica. El desarrollo de metamateriales, antenas ópticas, nanosensado, etc... hace a la plasmónica uno de los campos más dinámicos y prometedores para la investigación en este momento.

Un ejemplo de estos biosensores son los sensores basados en la resonancia de plasmones de superficie (Surface Plasmon Resonance Sensors o SPR sensors [8]). Estos sensores han logrado ocupar un lugar importante en los laboratorios debido a su rapidez y fiabilidad a la hora de detectar toxinas en alimentos, sustancias químicas o agentes biológicos que podrían ser usados para bioterrorismo. También son utilizados para fines de investigación en biofísica y en la industria farmacéutica. Su facilidad de uso y resultados en tiempo real los hacen ideales para estudiar diferentes interacciones bioquímicas.

Capítulo 2

Objetivos

El objetivo de este trabajo consiste en el diseño de un sensor basado en la resonancia de plasmones de superficie construido en tecnología de óptica integrada. Como se ha dicho en la introducción, estos sensores forman parte de los instrumentos de medida de muchos laboratorios. Desafortunadamente, su precio y su tamaño los hace accesibles solo a una pequeña parte de todos los lugares donde podría tener una utilidad práctica.

Por ello, nuestro objetivo será diseñar un sensor SPR en óptica integrada, reduciendo así su tamaño y su precio, resultando en un sensor de tamaño micrométrico y de un precio muy bajo al estar fabricado en masa. Las posibilidades de un sensor de este tipo serían enormes, pudiendo diseñar aparatos que cupiesen en la palma de la mano y actuasen como un laboratorio, proporcionando resultados de diferentes análisis en el momento.

Para ello se dividirá el trabajo en dos objetivos:

- Proporcionar una base teórica que cubra todos los aspectos que después serán necesarios para el diseño del prototipo. Podemos dividir esta parte en el estudio de dos temas:
 - Óptica integrada: Estudiaremos las distintas posibilidades que nos ofrece la óptica integrada: dimensiones de los componentes, sustratos, acopladores etc. que más tarde utilizaremos en nuestro prototipo.
 - Plasmones de superficie: Describiremos este fenómeno, conociendo todos los factores que afectan a su comportamiento y las diferentes maneras de excitar los plasmones de superficie que existen.
- Diseñar un prototipo basándonos en los conocimientos adquiridos en la primera parte. Otra vez, podemos dividir esta parte en objetivos más concretos:
 - Diseñar la estructura que guiará a los plasmones de superficie para que éstos aparezcan a una frecuencia y ángulo concreto.
 - Diseñar un *grating coupler* (o acoplador de rejilla) que cumpla con los requisitos de frecuencia, ángulo y potencia acoplada que la estructura anterior necesita para excitar los plasmones de superficie.
 - Unir las dos estructuras anteriores en el diseño del prototipo del sensor y verificar su funcionamiento, analizándolo y estudiando diferentes parámetros como la sensibilidad y eficiencia.

Capítulo 3

Estructura del proyecto

La estructura del proyecto estará muy relacionada con el orden de los objetivos descritos en el apartado anterior. Este proyecto se puede dividir en dos partes bien diferenciadas:

La primera parte está comprendida en el capítulo 5 y en ella se introducirá el marco teórico de los diferentes elementos de los que se va a servir este proyecto. Este capítulo está dividido en tres partes que coinciden con los tres tópicos a estudiar. En el apartado 5.1 se introducirá la óptica integrada, sus ventajas, sustratos que se utilizan y por último los distintos acopladores que existen, centrándonos en el *grating coupler*. En el siguiente apartado, 5.2, se hará una primera aproximación a los plasmones de superficie. Por último, en el apartado 5.3 se hablarán de los sensores basados en este fenómeno y de sus aplicaciones.

La segunda parte, que cubren los capítulos 6 y 7, se centrará en el estudio de lo introducido anteriormente. El estudio se dividirá en tres partes más un apartado de resultados y otro de conclusiones. Las tres partes serán el estudio de la resonancia de plasmones de superficie incluido en la sección 6.2, el estudio del *grating coupler* en el apartado 6.3 y el diseño del prototipo en la sección 6.4. A su vez, los dos primeros estudios se realizarán para cinco longitudes de onda diferentes. Los resultados estarán descritos en el apartado 6.5. Por último las conclusiones se han dejado en un capítulo diferente, el 7, ya que son una parte especialmente importante del estudio.

La tercera parte la forman los diferentes apéndices, del I al VI, a los que se recurrirán en diferentes partes del trabajo.

Capítulo 4

Metodología

La metodología que se ha empleado en este proyecto se resume en este apartado. Explicaremos como se han distribuido las tareas en el tiempo y veremos un diagrama temporal en el que se podrá visualizar el proceso fácilmente.

Las etapas han sido:

1. Documentación: Esta etapa supuso el primer contacto con muchos de los temas tratados en este proyecto (fotónica, tecnología de silicio sobre aislante, resonancia de plasmones de superficie,...), por lo que fue necesaria una labor de búsqueda de información para obtener una base de conocimiento que me permitiera entender la teoría que gobierna los diferentes campos.
2. Suite RSoft: Esta fase sirvió para familiarizarse con la suite de programas de RSoft a través de los manuales que las diferentes herramientas tiene disponibles, donde explican las opciones, diferentes medidas y posibles configuraciones, así como también ejemplos y tutoriales donde presentan lo anterior de manera más práctica. Mediante estos tutoriales se consiguió una base que permitió utilizar los programas de manera más completa, conociendo sus capacidades y limitaciones. Ha sido posible utilizar esta potente suite de herramientas gracias al Centro de Tecnología Nanofotónica (en adelante NTC).
3. Estudio del SPR: En esta etapa se estudió las bases teóricas de la resonancia de plasmones con la finalidad de controlar su excitación. Se desarrollaron las ecuaciones en Matlab para tener una primera aproximación y más tarde se estudiaron mediante las herramientas FullWAVE y FemSIM. Todo esto se realizó en distintas longitudes de onda para tener mayor perspectiva a la hora de diseñar el prototipo.
4. Estudio del *grating coupler*: Al igual que con la resonancia de plasmones, se realizó un estudio teórico de los *grating couplers* para realizar un estudio de éstos con la finalidad de determinar su utilidad para la aplicación requerida. Se realizó un estudio en Matlab para tener un primer acercamiento y después se volvió a recurrir a la herramienta FullWAVE para pruebas más realistas y detalladas..
5. Diseño del prototipo: Una vez concluidos los estudios anteriores se analizaron los resultados con el fin de determinar las opciones reales de diseñar un sensor como el planteado. Se realizaron pruebas con los resultados que más se acercaban y se analizó el comportamiento del sensor para más tarde plantear las conclusiones de las distintas partes del estudio.

6. Redacción: Por último, esta etapa recoge la redacción de la memoria, la obtención de gráficas de distintas partes de los estudios anteriores así como la realización de la presentación para la defensa del proyecto.

A continuación podemos ver un diagrama temporal con las etapas llevadas a cabo en cada momento:

		1ª etapa	2ª etapa	3ª etapa	4ª etapa	5ª etapa	6ª etapa
2015	Julio	X					
	Agosto	X					
	Septiembre	X	X				
	Octubre		X				
	Noviembre		X				
	Diciembre			X	X		
2016	Enero			X	X		
	Febrero			X	X		
	Marzo			X	X		
	Abril			X	X		
	Mayo			X	X	X	
	Junio					X	
	Julio					X	
	Agosto	X					X
	Septiembre	X					X
	Octubre	X					X
	Noviembre	X					X

Capítulo 5

Fundamentos de la óptica integrada y los sensores SPR

5.1. Introducción a la óptica integrada

La transmisión y el procesado de información mediante señales ópticas en vez de eléctricas ha sido un tema de gran interés desde los años 60, cuando el desarrollo del láser consiguió una fuente de luz coherente, requisito indispensable para estas aplicaciones. Los problemas eran que la luz propagándose por el aire era muy sensible a cambios atmosféricos, y el procesamiento y detección requería de aparatos de tamaño considerable. Esto permitía hacer sistemas de comunicación en laboratorios, pero estaba lejos de aplicarse en situaciones reales. Fue a finales de los 60 cuando el concepto de “óptica integrada” surgió, donde los cables, enlaces de radio y los circuitos eléctricos integrados serían reemplazados por fibras ópticas y por circuitos ópticos integrados (OIC, por sus siglas en inglés).

En las siguientes décadas, varios factores como la creación de conectores con bajas pérdidas, la creación de diodos láser GaAlAs y GaInAsP y las técnicas de fabricación fotolitográfica permitieron sacar los circuitos ópticos integrados fuera de los laboratorios. En los años 90 la mayoría de las conexiones de alta velocidad utilizaban fibra óptica. La implementación de esta “autopista de la información” [9] ha permitido continuar el estudio y el desarrollo de nuevos dispositivos y sistemas de óptica integrada.

5.1.1. Ventajas de la óptica integrada

La transmisión y el procesado de datos utilizando óptica integrada en lugar de electrónica integrada ofrece ventajas interesantes tanto en coste como en prestaciones. Para poder conocer estas ventajas, estudiaremos un sistema genérico formado por dos circuitos ópticos integrados como el que podemos ver en la fig.:5.1. Las fuentes de luz son diodos láser DFB integrados emitiendo a diferentes frecuencias. Como las longitudes de onda de cada láser son diferentes, pueden ser transportadas por la misma guía de ondas, simultáneamente o multiplexadas. En el receptor, las señales pueden ser separadas por filtros selectivos en longitud de onda y pueden ser llevadas a distintos receptores. También se pueden utilizar otros diodos láser como osciladores locales para una detección heterodina.

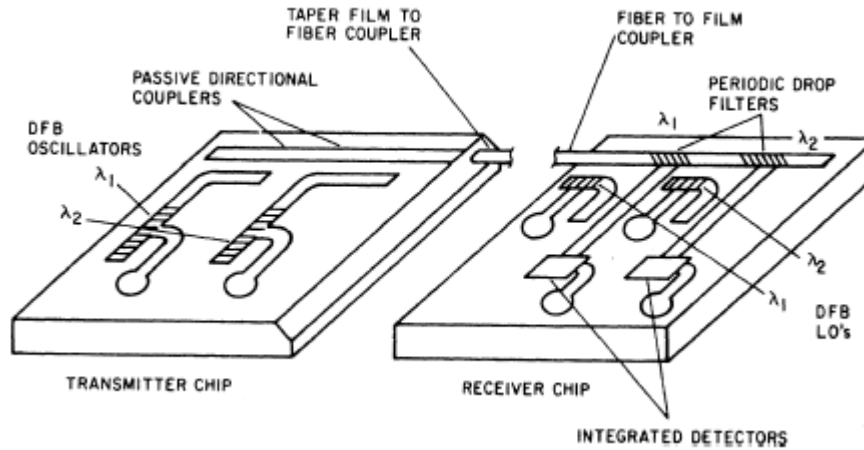


Figura 5.1: Sistema óptico integrado de comunicaciones.

Por una parte, podemos nombrar algunas de las ventajas de la fibra óptica frente a conexiones eléctricas (par trenzado, coaxial o radio), pero no nos detendremos ya que no es el objetivo de este trabajo:

Ventajas de la fibra óptica:

- Inmunidad frente a interferencias electromagnéticas
- Imposibilidad de circuitos o fugas a tierra
- Atenuaciones muy bajas ($< 2dB/km$)
- Gran ancho de banda
- Barata, fabricada con materiales abundantes
- Segura frente a intrusiones

Comparación de los circuitos ópticos integrados con los circuitos eléctricos integrados

Los circuitos ópticos integrados (OIC's) tienen numerosas ventajas frente a sus homólogos eléctricos y también frente a los sistemas ópticos convencionales formados por varios aparatos de mayor tamaño.

Los OIC's heredan de las comunicaciones ópticas el gran ancho de banda ya que en ambos casos la información se transporta en haces de luz y no en corrientes eléctricas. Esto permite también eliminar la limitación en frecuencia debido a las capacitancias e inductancias parásitas. Sin embargo, la fabricación en masa de OIC's con ese ancho de banda todavía requiere de mayor desarrollo tecnológico, pero a día de hoy ya hay aplicaciones prácticas con OIC's y el futuro es más que prometedor.

Por otra parte, se puede multiplexar cientos de señales por la misma guía de ondas utilizando una multiplexación en frecuencia como ya ha hecho *Rabon et al.* [9] multiplexando dieciséis señales en una guía de onda. Además de la facilidad de acoplar varias señales a una sola guía, los OIC's también permiten fácilmente acoplar la señal de una guía a otra mediante conmutadores electro-ópticos. También existen acopladores eficientes que

permiten la entrada y salida de señal al OIC, permitiendo utilizarlos como parte de un sistema mayor en el que interactúan.

Aparte de las ventajas respecto al tratamiento de la señal, otra gran ventaja es el menor tamaño y peso, así como el menor consumo de energía, por lo que su calentamiento será menor. También su precio disminuye al fabricarlos a gran escala. Respecto a las vibraciones y alineados, punto débil de los sistemas ópticos discretos, están debidamente controlados en los OIC's al estar todo el sistema montado sobre un sustrato sólido.

Con todo esto, y con las ventajas de la fibra óptica, parece que en un futuro la óptica integrada vaya a reemplazar por completo a la electrónica actual. Sin embargo, la opinión que más prevalece aboga por un gran aumento, pero no un completo reemplazo. Lo más probable es que los OIC's acaben coexistiendo con los circuitos electrónicos, de hecho, circuitos de ambos tipos realizados en silicio podrían ser compatibles, abriendo la puerta a circuitos híbridos electrónico-ópticos. Por otro lado, la fibra óptica ofrece prestaciones altas a un bajo coste, y sí que es probable que acabe reemplazando al cable metálico en los sistemas de comunicación.

5.1.2. Sustratos para los circuitos ópticos integrados

La elección del material para el sustrato en el que fabricar el circuito dependerá notablemente de la función a desempeñar del integrado. En muchos casos, los OIC's consistirán de diversos elementos como fuentes, moduladores y detectores, y ningún sustrato será óptimo para todos ellos. Por ende, habrá que encontrar una solución de compromiso.

Existen dos formas básicas de realizar los circuitos integrados. Una es utilizar un sustrato monolítico, donde todo el circuito se realiza en un único sustrato, y la otra es en uno híbrido, donde los distintos elementos se realizan en distintos sustratos y se unen componiendo el circuito. Esta última opción tiene la ventaja de poder utilizar los elementos existentes que están optimizados para un sustrato específico. Por ejemplo, para diseñar una fuente hace falta un sustrato activo, pero algunos moduladores están fabricados en sustratos pasivos. Sin embargo, la dificultad de hacer correcta la unión y las diferentes propiedades de los materiales hace muy ardua la tarea de componer un circuito más o menos complejo. Añadido a esto, la gran diferencia de coste respecto a los circuitos en sustratos monolíticos que se fabrican en masa hace que los sustratos monolíticos se perfilen como los más comunes en el futuro.

Tecnología Silicon-on-insulator

Uno de las tecnologías más utilizadas es la del silicio sobre aislante [10] (Silicon-on-insulator o SOI, por sus siglas en inglés). Está formado por capas de distintos materiales que se depositan una encima de la otra. La primera, una gruesa capa de silicio de alrededor de decenas de micras, hará de sustrato proporcionando una base sólida sobre la que trabajar. Encima se aplica una capa de óxido de silicio de 2 o 3 micras y encima se depositará otra capa de silicio de 250 o 300 nanómetros. Esta última capa será por donde se guíe la luz, mientras que la capa de óxido evitará que la luz guiada por el silicio penetre al sustrato inferior. Para realizar la guía de ondas, se recortará la capa superior de silicio dejando solo una guía rectangular sobre el óxido como se ve en la fig.:5.2. Esto recibe el nombre de nano strip.

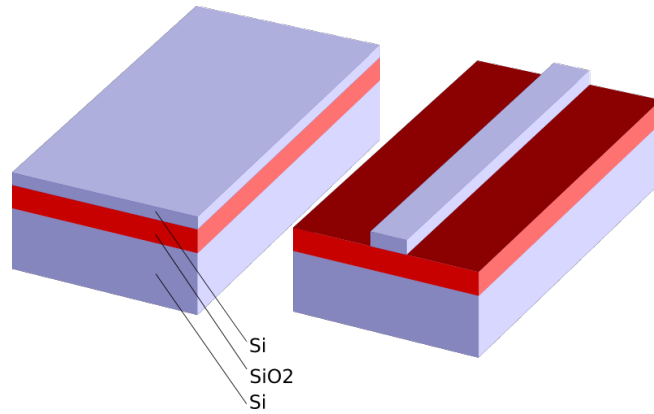


Figura 5.2: Sustrato SOI original y con guía nanostrip.

Guías de Nitruro de silicio (Si_2N_3)

Por otro lado, las guías de nitruro de silicio es utilizada para la región visible y la cercana a la visible, dado que la atenuación en esas longitudes de onda es muy baja (menor que $\alpha = 0,1dB/cm$ para $\lambda = 630nm$) [11]. Su estructura es muy similar a la del silicio sobre aislante, cambiando la capa de la guía de onda de silicio por una capa de nitruro de silicio y manteniendo el óxido de silicio y el silicio como capa dieléctrica y sustrato. Existen también otras tecnologías monolíticas que están avanzadas, por ejemplo sustratos de InP [12], pero su fabricación es mucho más cara que la basada en silicio.

5.1.3. Acopladores entre fibras ópticas y circuitos ópticos integrados

Un problema al que se enfrenta la fotónica es el de acoplar una señal de una fibra óptica a una guía de ondas en un circuito integrado. Esto es debido a que una fibra óptica, considerándola estándar monomodo, tiene un núcleo de 8 a 10 micrómetros de diámetro, mientras las dimensiones típicas de una guía de ondas nano strip es del orden de 500 nanómetros. Como se puede ver en la fig.:5.3, la diferencia de tamaño es considerable.

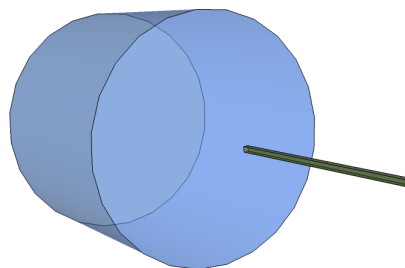


Figura 5.3: Núcleo de una fibra monomodo ($10 \mu m$) y guía óptica integrada típica (40×40 nm) [9]

Para solucionar este problema se han diseñado distintas estructuras que buscan mantener la luz confinada a la vez que varían gradualmente el tamaño de la guía hasta conseguir llegar a unas u otras dimensiones. En la figura 5.4 podemos ver distintas maneras de llevar a cabo este acoplamiento. La principal característica de un acoplador es su eficiencia, normalmente dada por la fracción entre la potencia acoplada y la potencia total. En este trabajo, haremos uso del acoplador de rejilla (fig.:5.4d), llamado en inglés *grating coupler*.

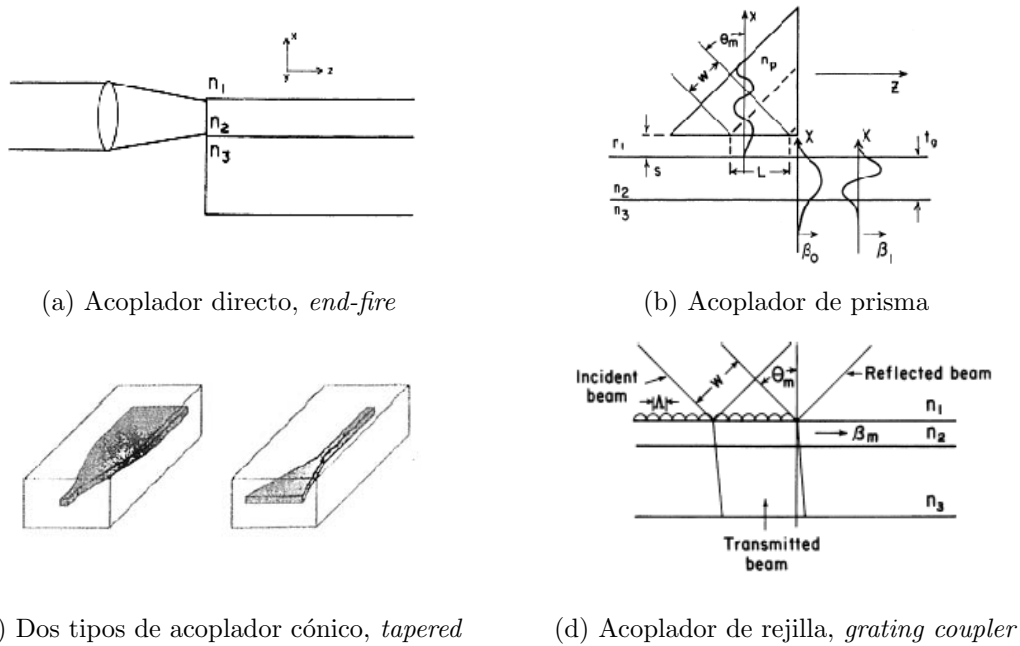


Figura 5.4: Distintos tipos de acopladores entre fibra óptica y guía integrada

Acopladores de rejilla o "grating couplers"

Este tipo de acoplador se basa en producir una igualación de fase entre el modo de propagación de una guía de ondas particular y el modo de un haz de luz que incide con un cierto ángulo en la superficie de dicha guía. Esto se consigue creando una rejilla (*grating*) en la guía de ondas. Como se ve en la imagen 5.5, esta rejilla esta formada por una red periódica creada al atacar parcial o completamente el material que forma el núcleo de la guía. La eficiencia de este tipo de acopladores depende de las propiedades de la rejilla así como de los materiales empleados, como se verá en el anexo C. Este tipo de acopladores se comporta de forma recíproca, es decir, la eficiencia será la misma tanto si iluminamos la rejilla con un haz como si la luz proviene de la guía de ondas. Por eso, este dispositivo se puede utilizar tanto para entrada como para salida.

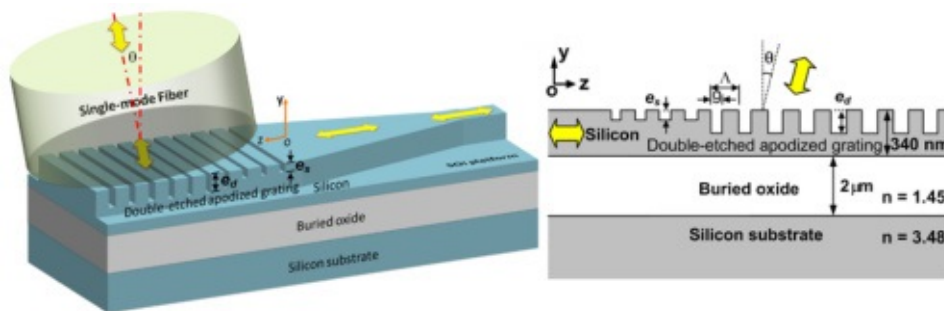


Figura 5.5: *Grating coupler* en 3D y visto desde un lateral.

5.2. Teoría de los plasmones de superficie

La primera observación documentada de plasmones de superficie se remonta a 1902, cuando R. M. Wood iluminó una lámina metálica con una superficie en forma de dientes de sierra, como se aprecia en la imagen [13]. La fuente de luz tenía un espectro ancho, y observó que en el espectro reflejado habían ciertas bandas oscuras, esto es, que no habían sido reflejadas, a las que Wood llamó anomalías. Más tarde, el trabajo teórico de U. Fano concluyó que esas anomalías estaban asociadas a la excitación de ondas electromagnéticas en la superficie del metal [14]. En 1958, T. Thurbadar observó una caída importante en la reflectividad cuando iluminaba una lámina fina de metal encima de un sustrato, pero no lo relacionó con los plasmones de superficie [15]. En 1968, A. Otto explicó los resultados de Thurbadar [16] y demostró que la caída en la reflectividad era debida a la excitación de plasmones de superficie. En el mismo año, E. Kretschmann y H. Raether consiguieron excitar plasmones de superficie con diferentes configuraciones. Los trabajos de Otto, Kretschmann y Raether [8] establecieron métodos convenientes para excitar e investigar los plasmones de superficie, y los introdujeron en la óptica moderna. En los años 70, los plasmones de superficie fueron empleados por primera vez para la caracterización de láminas finas y el estudio de procesos en los límites de metales.

5.2.1. Resonancia de plasmones de superficie en una interfaz dieléctrico-metal-dieléctrico

La resonancia de plasmones de superficie (SPR) es un fenómeno físico que puede ocurrir cuando una onda plana de luz incide en una interfaz de dos medios con partes reales de su permitividad eléctrica de distinto signo. Aunque toda la luz se refleje sin transmitirse al otro medio, el campo eléctrico de los fotones se extiende cerca de un cuarto de la longitud de onda más allá de interfaz de los materiales.

Ahora aplicamos una lámina muy fina de metal noble entre los dos materiales. En la mayoría de los casos se utiliza el oro porque los ángulos y las longitudes de onda en las que aparece la señal de SPR son manejables. Además, es químicamente inerte a las disoluciones y solutos usados en contextos bioquímicos. Cuando la energía del campo eléctrico de los fotones cumple unas condiciones, pueden interactuar con las constelaciones de electrones libres de la superficie del oro. Los fotones de la luz incidente son absorbidos y la energía se transfiere a los electrones, que se convierten en plasmones de superficie.

El comportamiento de los fotones y electrones solo puede ser descrito cuando tienen las propiedades tanto de partícula como de onda. El plasmón, según dice la teoría cuántica, es el nombre de partícula de una onda de densidad de electrones [17]. Por lo tanto, en una situación de reflexión interna total donde los fotones incidentes cumplen las condiciones, estos fotones se convierten en plasmones, dejando un vacío en la intensidad de luz reflejada.

Como en todas las transformaciones, en la de fotón a plasmón se debe conservar el momento y la energía en el proceso. Los plasmones tienen un momento característico definido por factores como el metal utilizado y las propiedades de los medios en cada lado de la lámina. La resonancia ocurre cuando el momento de la luz incidente es igual al momento de los plasmones.

El momento de los fotones y de los plasmones se puede describir como una función vectorial con magnitud y dirección. La magnitud de las componentes varía con el ángulo y la longitud de onda incidente. Por otra parte, como los plasmones están confinados en

Excitación de plasmones de superficie con la configuración Kretschmann

Como se ha dicho más arriba, E. Kretschmann desarrolló una configuración para excitar los plasmones de superficie que es la que se utiliza en la mayoría de aplicaciones y también será el que utilicemos en nuestro diseño. Esta configuración consiste en una fuente láser que apunta con cierto ángulo a un prisma de algún tipo de cristal. La capa de oro está depositada en una de las caras del prisma, y el rayo de luz se refleja en ella y sale por el otro lado del prisma, llegando a un detector. Podemos observar este esquema en la siguiente imagen.

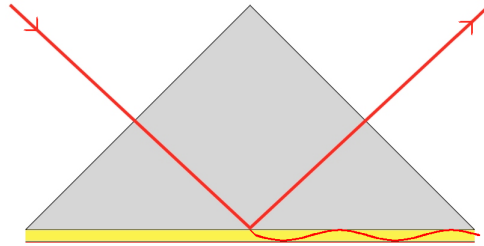


Figura 5.8: Esquema de la configuración Kretschmann

5.3. Sensores de resonancia de plasmones de superficie

Un sensor óptico es un aparato que convierte la cantidad que está siendo medida a otra cantidad, normalmente codificada en alguna de las características de la luz. En los sensores SPR, un cambio en el índice de refracción de la superficie del sensor (en la configuración Kretschmann la superficie superior del oro) produce un cambio en la constante de propagación del plasmón de superficie. Este cambio altera las condiciones de acoplo entre la luz incidente y el plasmón, lo que puede ser observado como un cambio en la luz reflejada. Dependiendo de qué característica de la luz estamos midiendo, podemos clasificar los sensores SPR como sensores SPR con modulación de ángulo, longitud de onda, intensidad, fase o polarización.

En estos sensores, la sensibilidad se puede medir de la siguiente manera. Como hemos visto, los plasmones de superficie se excitan para un ángulo y un índice de refracción determinado, por ello, la variación de éste ángulo en función de un cambio en el índice de refracción del dieléctrico encima de la lámina de oro (la muestra a analizar) puede utilizarse como medida de sensibilidad. Concretamente, podemos usar la variación de la reflexión (que está directamente relacionada con el ángulo) que se produce al variar el índice de refracción. Un valor típico es que para una variación del índice de refracción de $\Delta n = 0,001$, la reflectividad varía $\Delta R = 4\%$.

5.3.1. Aplicaciones

El fenómeno SPR es conocido desde hace mucho tiempo. Sin embargo, su aplicación como sensores en bioquímica es relativamente nuevo. El uso de el SPR como sensor fue demostrado por primera vez en 1983 por Liedberg [18], desde entonces, la tecnología de sensores se ha desarrollado rápidamente primero como detector, y más tarde como una herramienta efectiva para mediciones en tiempo real y concretamente para analizar interacciones biomoleculares (proteína-proteína, droga-proteína, proteína-ADN, ADN-ADN,...). Las áreas de investigación incluyen: reconocimiento inmunológico, transductores de señal, test de drogas, test microbiológicos, análisis de sangre, análisis de ADN, etcétera.

Hoy en día, los sensores SPR forman parte fundamental de los laboratorios de hospitales y centros de investigación de distintos campos. Existen numerosas empresas que se dedican al desarrollo y fabricación de estos sensores, como Nicoya, SensiQ o Bio-Rad entre otras. El tamaño y coste de estos equipos puede variar, pero uno típico puede medir 50x90x50 cm y costar 4000 euros [19].

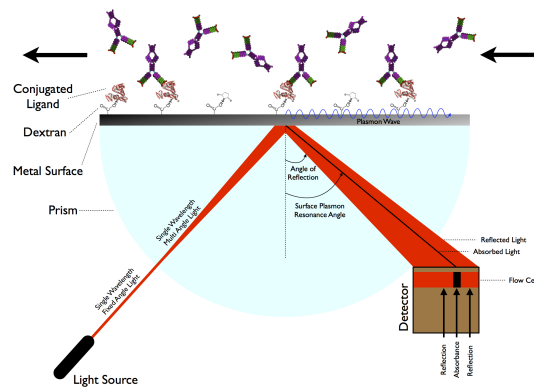


Figura 5.9: Esquema de un sensor SPR

Capítulo 6

Sensor basado en la configuración Kretschmann

6.1. Introducción: sensor basado en nuevas tecnologías

Después de haber introducido los conceptos de plasmón de superficie, resonancia de plasmones de superficie y *grating couplers*, abordaremos el objetivo fundamental de este trabajo, que es el diseño de un sensor SPR en óptica integrada, reduciendo su tamaño y su precio gracias a la miniaturización y a la producción en masa. El concepto original de este sensor se basa en utilizar como base la configuración Kretschmann que hemos visto en el apartado anterior, donde la lámina de metal se ilumina desde debajo y el plasmón se excita encima, siendo ese lado donde se colocan las muestras a medir. La diferencia está en como se ilumina esta lámina. Mientras que en la configuración original y en todos los sensores del mercado que la siguen utilizan un láser monocromático que ilumina un prisma cristalino (cristal BK7 o cuarzo, principalmente), en nuestro diseño utilizaremos un *grating coupler* para crear un haz con el ángulo requerido que excite el plasmón y otro que acople la reflexión a otra guía de ondas para su detección. En lo referente a las frecuencias, la idea principal es realizarlo a $\lambda = 1550nm$ ya que es la longitud de onda más utilizada en las comunicaciones ópticas, mientras que los sensores comerciales utilizan frecuencias cerca del infrarrojo (600-800 nm de longitud de onda). Sin embargo, realizaremos el estudio para 5 longitudes de onda distintas para obtener unos resultados más completos. El diseño se realizará utilizando el SOI como sustrato, aunque como veremos habrá que cambiar la guía de ondas de silicio por una de nitruro de silicio (Si_2N_3) para las longitudes de onda más bajas.

En la fig.: 6.1 podemos ver cómo quedaría este diseño de manera conceptual. La luz, que proviene por una de las guías de onda, se acopla hacia la lámina de oro con cierto ángulo previamente determinado gracias al primero de los dos *grating couplers*. Este haz, al chocar con la lámina de oro excitará una resonancia de plasmones de superficie en la parte superior de la lámina. En condiciones ideales no debería existir un haz reflejado, pero de haberlo sería de una potencia mucho menor que el del haz incidente. Este haz reflejado llegaría hasta el segundo *grating coupler* donde se volvería a acoplar a un modo en la guía de ondas hasta llegar al detector. En cuanto a los materiales, como hemos dicho utilizaremos el sustrato SOI, que está compuesto por una base de silicio (Si), una capa intermedia de óxido de silicio (SiO_2) y por último la capa que formará las guías de onda de silicio. Al tener que colocar la lámina de oro a cierta altura obliga a tener un material intermedio para poder depositar encima el oro, para lo cual hemos elegido el óxido de silicio, ya que es transparente a las frecuencias estudiadas.

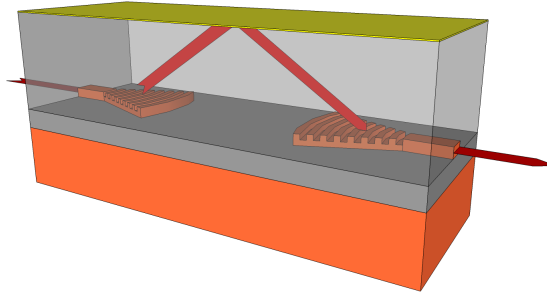


Figura 6.1: Esquema del sensor a diseñar.

En este esquema, lo primero será estudiar el fenómeno de la resonancia de plasmones para las condiciones de partida (frecuencia y materiales) para obtener el ángulo óptimo.

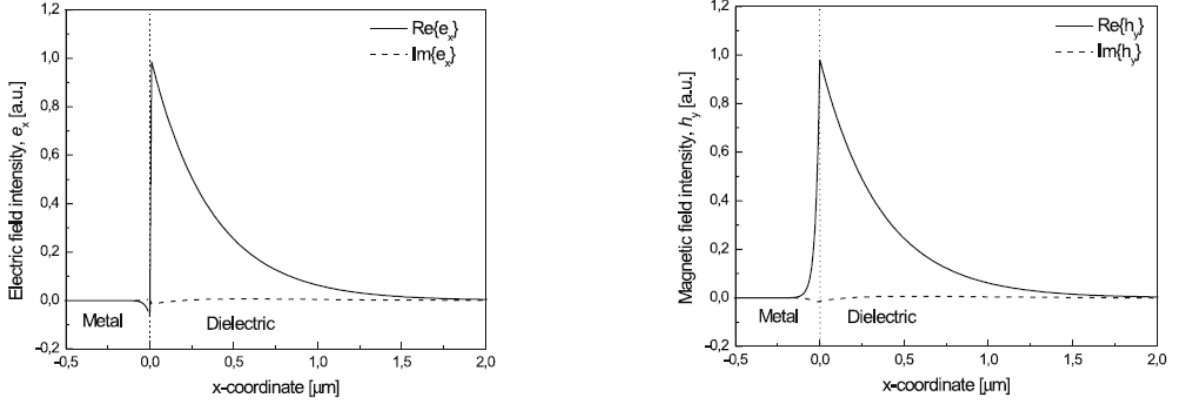
6.2. Estudio del SPR

Como hemos dicho al principio del capítulo, lo primero será determinar las condiciones de resonancia para luego diseñar los *grating couplers* en función de esas condiciones. Para ello a continuación estudiaremos como se propaga y se excitan los plasmones de superficie.

La estructura más simple donde se puede dar esta resonancia de plasmones consiste en la interfaz entre un metal semi-infinito con una permitividad compleja $\varepsilon_m = \varepsilon_m' + i\varepsilon_m''$ y un dieléctrico semi-infinito con permitividad $\varepsilon_d = \varepsilon_d' + i\varepsilon_d''$, donde ε_j' y ε_j'' son las partes real e imaginaria de ε_j (j es d o m). Un análisis de las ecuaciones de Maxwell con unas condiciones de contorno apropiadas sugieren que esta estructura puede soportar solamente un modo de propagación de un campo electromagnético, un plasmón de superficie. El plasmón de superficie es un modo transversal magnético (TM), por lo tanto su vector de intensidad de campo magnético será perpendicular a la dirección de propagación y paralelo a la interfaz entre el metal y el dieléctrico. Atendiendo a las ecuaciones C.19, C.27, si usamos un sistema de coordenadas cartesiano donde el metal ocupa la región $z < 0$ y el plasmón se propaga en la dirección del eje x , el vector de la intensidad del campo magnético \vec{H} del plasmón puede escribirse como [20]:

$$\vec{H}_j = (0, \vec{H}_j, 0)_j = (0, 1, 0)A \cdot \exp[-\alpha_j z + i(\beta x - \omega t)] \quad (6.1)$$

donde ω es la frecuencia angular, t es el tiempo, β es la constante de propagación, $\alpha_j = \sqrt{\beta^2 - (\frac{\omega}{c})^2 \varepsilon_j}$, donde j es m para el metal y d para el dieléctrico. El vector del campo eléctrico es perpendicular al del campo magnético y se puede calcular a partir del vector de intensidad magnética con las ecuaciones de Maxwell. Un perfil típico del campo magnético se observa en la figura 6.2. La intensidad del campo magnético alcanza su máximo en la interfaz entre el metal y el dieléctrico y decae hacia ambos lados. La atenuación en la dirección perpendicular a la interfaz metal-dieléctrico se caracteriza por la profundidad de penetración, que es la distancia desde la interfaz hasta que el campo decae por un factor de e . La profundidad de penetración depende de la longitud de onda y permitividad de los materiales en juego. La profundidad de penetración en el lado del dieléctrico de un plasmón de superficie entre una lámina de oro y un dieléctrico con $n_d = 1,32$ aumenta con la longitud de onda y unos valores típicos son de 100 a 600 nm en la región de longitudes de onda de 600 a 1000 nm.



(a) Perfil del campo eléctrico (E_x)

(b) Perfil del campo magnético (H_y)

Figura 6.2: Perfil del modo del plasmón de superficie para $\lambda = 800nm$ [8].

La constante de propagación de un plasmón en la interfaz metal-dieléctrico se puede expresar como:

$$\beta_{SP} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}} \quad (6.2)$$

Donde c es la velocidad de la luz en el vacío y λ es la longitud de onda en el vacío (Ec.: C.36). Si la estructura no tiene pérdidas, $\epsilon_m'' = \epsilon_d'' = 0$, la ecuación anterior representará un modo guiado solo si las permitividades ϵ_m' y ϵ_d' son de signo contrario y $\epsilon_m' < -\epsilon_d'$. Como normalmente las permitividades de los dieléctricos son positivas, se requiere que la parte real del metal sea negativa. Metales como el oro, la plata y el aluminio cumplen este requisito para las regiones del espectro visible y cercano al infrarrojo. Estos metales también tienen una parte imaginaria de la permitividad considerable, lo que causa que el plasmón tenga una parte imaginaria distinta de cero. Esta parte imaginaria se asocia con la atenuación del plasmón en la dirección de propagación. La constante de propagación está relacionada con el índice efectivo n_{ef} y la atenuación b como:

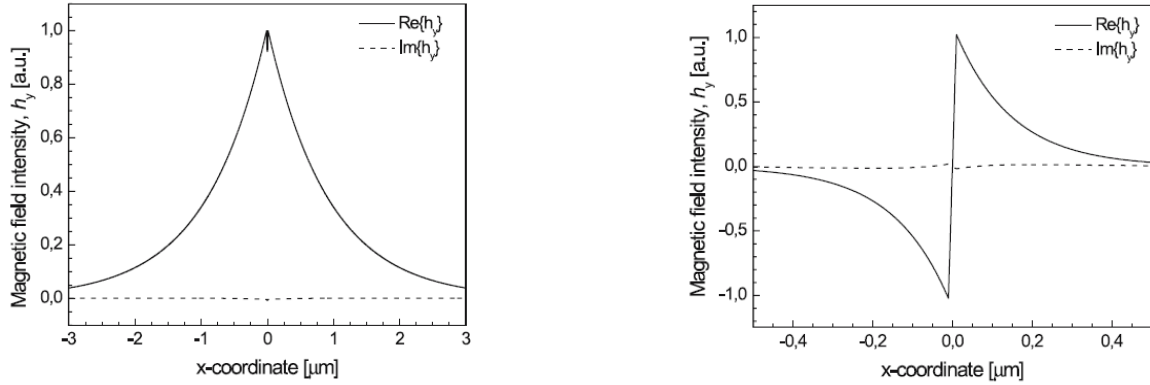
$$n_{ef} = \frac{c}{\omega} Re\{\beta_{SP}\}, \quad b = \frac{0,2}{\ln 10} Im\{\beta_{SP}\} \quad (6.3)$$

Donde $Re\{\}$ y $Im\{\}$ denotan las partes real e imaginaria de un número complejo; la atenuación b está dada en $dBcm^{-1}$ si β está dada en m^{-1} (Ec.: C.32, C.33).

Plasmones de superficie *Long-Range* y *Short-Range*

Una estructura planar que consiste en una capa gruesa de metal entre dos dieléctricos semi-infinitos soporta dos plasmones de superficie independientes, uno en cada interfaz del metal. Pero si la lámina metálica se hace fina (del orden de 70 nm o menor), ambos plasmones pueden interactuar entre sí dando lugar a una mezcla de modos electromagnéticos: plasmones de superficie simétricos y antisimétricos. Las características de estos plasmones se pueden derivar de las ecuaciones de Maxwell [20]. El plasmón de superficie simétrico tiene una constante de propagación y de atenuación que aumenta con el grosor de la lámina metálica. Al contrario, la constante de propagación y la atenuación del plasmón antisimétrico disminuye con el grosor de la lámina. El plasmón simétrico tiene una atenuación menor que el antisimétrico, por ello también recibe el nombre de plasmón de superficie *long-range*, mientras que al antisimétrico se le llama también plasmón *short-range*.

En la figura 6.3 podemos ver la distribución la de intensidad magnética de los plasmones simétricos y antisimétricos que se propagan sobre una lámina de oro de 20 nm, con un dieléctrico idéntico a ambos lados. Como podemos observar, los perfiles son simétricos o antisimétricos respecto de la lámina de metal. También es notable como el campo magnético del plasmón simétrico penetra más profundamente en el medio dieléctrico que el del plasmón antisimétrico.



(a) Perfil del plasmón simétrico

(b) Perfil del plasmón antisimétrico

Figura 6.3: Perfil del campo magnético (H_y) del plasmón de superficie para $\lambda = 800nm$ [8].

Excitación de los plasmones de superficie

Una onda de luz puede acoplarse a un plasmón de superficie en una interfaz metal-dieléctrico si el componente del vector de onda que es paralelo a la interfaz coincide con la constante de propagación del plasmón de superficie. Como la constante de propagación del plasmón de superficie es mayor que el número de onda de la onda incidente en el dieléctrico, los plasmones de superficie no se pueden excitar iluminando perpendicularmente el metal. El número de onda incidente se puede aumentar mediante la reflectividad total atenuada (ATR en inglés) y la difracción. Esto a dado lugar a unas estructuras que facilitan la excitación, la más usada de ellas es la desarrollada por Kretschmann que ya hemos visto anteriormente en la figura 5.8. En esta configuración la onda de luz incide con cierto ángulo con la lámina metálica creando un campo evanescente al otro lado de la lámina. Controlando el ángulo de incidencia podemos hacer coincidir el número de onda de la onda incidente con la constante de propagación del plasmón:

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_p \sin(\Theta) = \text{Re}\{\beta_{SP}\} \quad (6.4)$$

Si la hacemos coincidir, esta onda evanescente se puede acoplar a un plasmón de superficie. En la ecuación Θ denota el ángulo de incidencia, n_p denota el índice de refracción del dieléctrico ($n_p > n_d$) y β_{SP} denota la constante de propagación del plasmón de superficie.

Reescribiendo las ecuaciones 6.2, 6.3 y 6.4 tenemos:

$$n_d \sin(\Theta) = n_e f \quad (6.5)$$

Donde n_p y n_{ef} denotan el índice del dieléctrico y el índice efectivo del plasmón, respectivamente. El índice efectivo del plasmón lo podemos calcular numéricamente gracias a la herramienta FemSIM o analíticamente aplicando el método del Índice Efectivo explicado en el anexo B, y con él el ángulo de incidencia, pero antes deberemos escoger el grosor de la lámina de oro.

En nuestro caso la estructura estará compuesta por un sustrato de SiO_2 o sílice, una lámina de oro y aire por encima. Hemos escogido el cristal de sílice porque es prácticamente transparente para el espectro visible y cercano al infrarrojo que comprende el rango de frecuencias más adecuadas para este tipo de sensor.

6.2.1. Estudio de la reflectividad con MATLAB

En esta sección haremos un estudio de la reflectividad introducida en el anexo C para varias longitudes de onda y grosores de la lámina de oro para determinar los valores óptimos para nuestro sensor. Brevemente, excitando los plasmones de superficie en la estructura Kretschmann con el método ATR (véase la Fig.: 5.8), se puede definir la reflectividad como el módulo al cuadrado del coeficiente de reflexión de la luz (cociente entre intensidad de luz reflejada por la estructura e intensidad de luz incidente):

$$r_{pmd} = \frac{r_{pm} + r_{md} \exp(2ik_{mx}q)}{1 + r_{pm}r_{md} \exp(2ik_{mx}q)} \quad (6.6)$$

$$R = |r_{pmd}|^2 \quad (6.7)$$

donde r_{pm} y k_{mx} están definidos en las ecuaciones C.46, C.47 y C.48. Creando un *script* en Matlab que podemos ver en la página 67 podemos calcular la reflectividad en función de varios parámetros. Una curva típica en función del ángulo sería como la mostrada en la imagen 6.4.

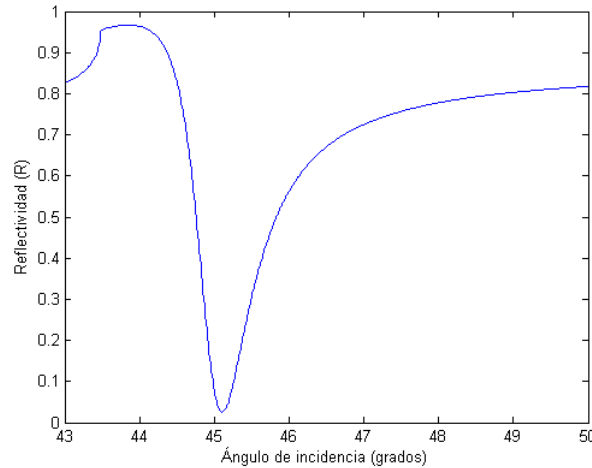


Figura 6.4: Reflectividad en función del ángulo de incidencia

Como podemos ver, la reflectividad se mantiene muy cerca de la unidad excepto para el ángulo donde se la luz incidente se acopla con el plasmón de superficie, entonces la reflectividad baja bruscamente creando un valle muy estrecho y llegando a ser cero.

Las longitudes de onda y las permitividades de los materiales que estudiaremos aparecen en la tabla 6.1. En la tabla 6.2 podemos ver los distintos grosores de la lámina de oro que tendremos en cuenta.

Tabla 6.1: Valores iniciales para el estudio de la reflectividad (R)

$\lambda(nm)$	$\varepsilon_d (SiO_2)$	$\varepsilon_m (Au)$
600	$n_d^2 = 2,1258$	$-8,4398 + i1,411$
800	$n_d^2 = 2,1121$	$-20,622 + i2,015$
1000	$n_d^2 = 2,1037$	$-38,126 + i3,4721$
1330	$n_d^2 = 2,0927$	$-70,736 + i7,7601$
1550	$n_d^2 = 2,0851$	$-96,958 + i11,503$

Tabla 6.2: Grosores de la lámina de oro a estudiar

Grosor (nm)
30
40
50
60
70

Para resaltar solamente los resultados más relevantes y no presentar aquí demasiadas curvas y gráficos, mostraremos el estudio de los diferentes grosores para una longitud de onda, viendo como el grosor puede afectar a la reflectividad, y para el resto de longitudes de ondas mostraremos solo el grosor óptimo.

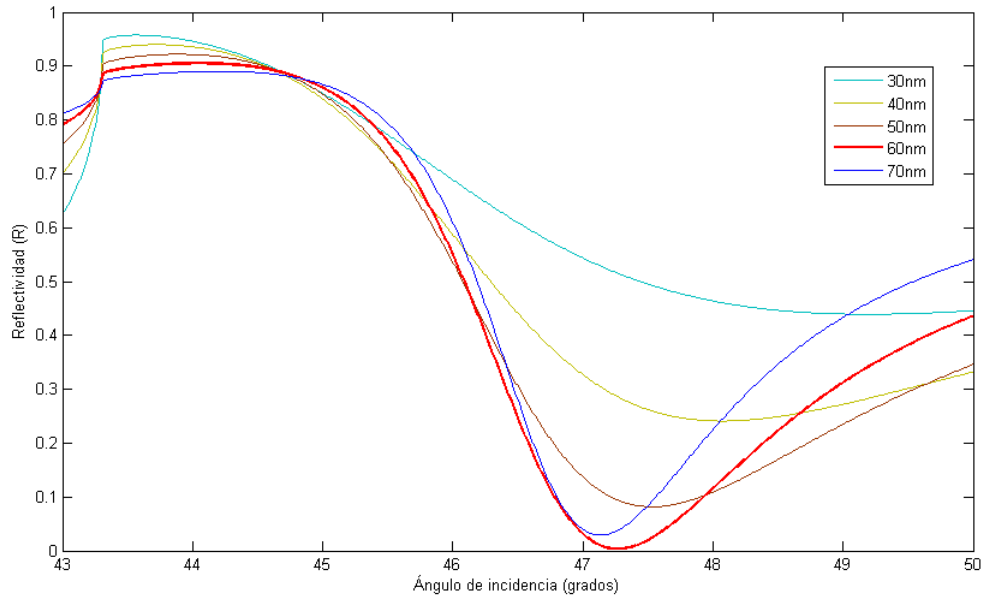


Figura 6.5: Reflectividad en función del ángulo de incidencia y del grosor del oro con $\lambda = 600nm$

Para la longitud de onda de 600 nanómetros, si dibujamos diferentes curvas para diferentes grosores podremos observar la influencia del grosor en la reflectividad. Un grosor muy pequeño crea una respuesta poco abrupta aunque puede alcanzar un mínimo de reflexión aceptable. Por otro lado, un grosor demasiado grande provocará que apenas se acople el plasmón de superficie, por lo que el valle podrá ser estrecho pero no alcanzará un mínimo útil para nuestro propósito. En nuestro ejemplo, como vemos en la imagen 6.5, un grosor de 60 nm proporciona el valle más estrecho y profundo, siendo esta respuesta la ideal en este tipo de sensores. También en este gráfico podemos obtener el ángulo de acoplamiento, identificando el mínimo valor de reflectividad a $\Theta = 47,26^\circ$.

Después de realizar el mismo estudio para las diferentes longitudes de onda, el grosor óptimo varía para cada longitud de onda. En la siguiente tabla podemos ver los resultados:

Tabla 6.3: Grosor óptimo y ángulo Θ obtenido con Matlab

$\lambda(nm)$	Grosor óptimo (nm)	Θ (grados)
600	60	47,26°
800	50	44,97°
1000	40	44,44°
1330	30	44,29°
1550	40	44,24°

Pasamos ahora a estudiar las diferentes respuestas según la longitud de onda. En la figura 6.6 podemos ver, para el grosor óptimo de cada una, la gráfica de la reflectividad para las distintas longitudes de onda.

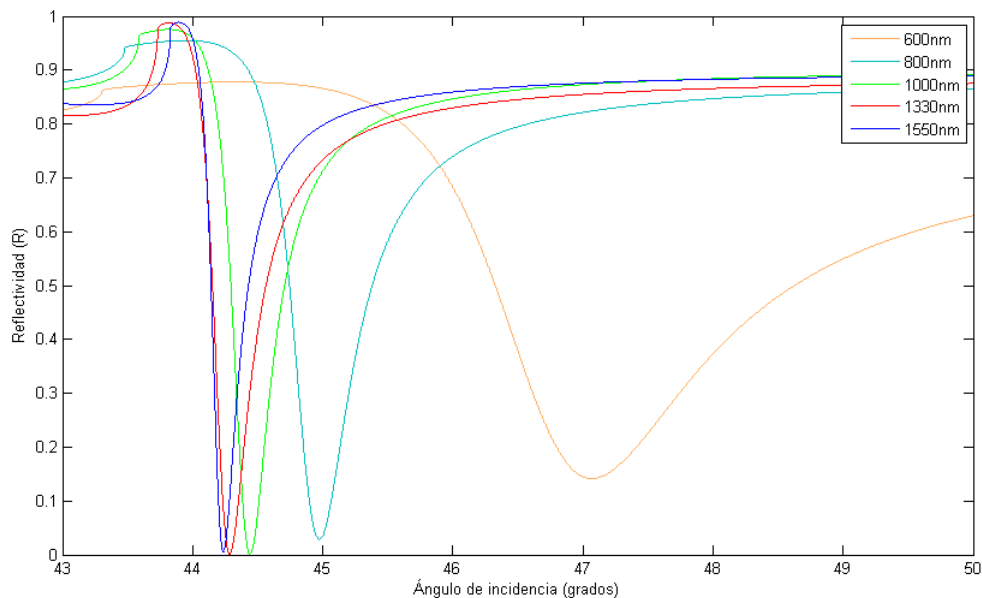


Figura 6.6: Reflectividad en función del ángulo de incidencia y de la longitud de onda con los grosores descritos en la tabla 6.4

Como vemos en la gráfica, al aumentar la longitud de onda el valle se hace más estrecho, por lo que la longitud de onda óptima sería $\lambda = 1550nm$. Sin embargo, este estudio es completamente teórico y la respuesta que podemos obtener con el simulador es necesaria para asegurar que estos resultados son fiables. Por eso, a continuación, realizaremos un estudio con la herramienta FemSIM para comprobar que el índice efectivo calculado mediante la ecuación 6.5 con los ángulos obtenidos previamente concuerdan con los que esta herramienta proporciona. A continuación utilizaremos el simulador FullWAVE para comprobar que las curvas de reflectividad obtenidas con Matlab se acercan a la realidad. Estas herramientas se han introducido en el anexo A.

6.2.2. Estudio del índice efectivo con FemSIM

Para el cálculo del índice efectivo del plasmón de superficie utilizaremos la herramienta FemSIM, que calcula diferentes modos de propagación en una estructura dada. Lo primero que haremos será diseñar la estructura con la herramienta CAD incorporada en la suite, después definiremos ciertos parámetros y finalmente FemSIM calculará los modos y sus índices efectivos.

Para realizar el diseño simplemente abriremos el programa y crearemos una nueva estructura. Para ello, dibujaremos en 3D nuestra estructura formada por una capa de sílice y otra capa de oro. Para calcular correctamente el índice efectivo tendríamos que simular un espacio infinito para que el plasmón no se vea afectado por discontinuidades y fronteras, pero como eso no es posible daremos a la estructura un tamaño suficiente (varias veces más grande que la longitud de onda) y definiremos un dominio de simulación cuyo límite esté perfectamente adaptado (*Perfectly Matched Layer* o PML). Con esto simularemos que más allá de nuestro dominio la estructura se mantiene indefinidamente. De esta manera bastará con tener un dominio varias veces mayor que la longitud de onda para obtener un resultado fiable.

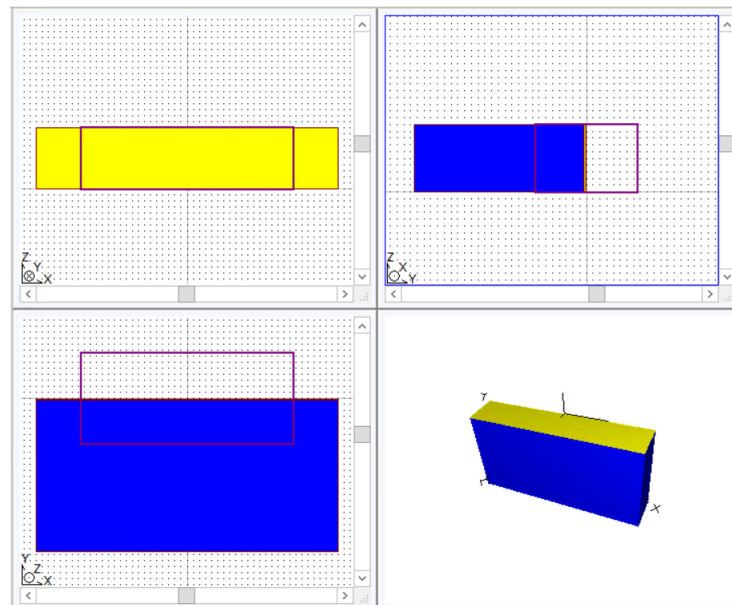


Figura 6.7: Ventanas del CAD Environment con la estructura diseñada

En la imagen 6.7 podemos ver nuestra estructura. Para dibujarla hemos utilizado la herramienta *New segment* para crear dos segmentos, y modificando sus propiedades les hemos especificado las dimensiones, posición, material y color.

Una vez hecho esto, definimos la longitud de onda y el grosor y especificamos los parámetros de la simulación en la ventana que podemos ver en la figura 6.8

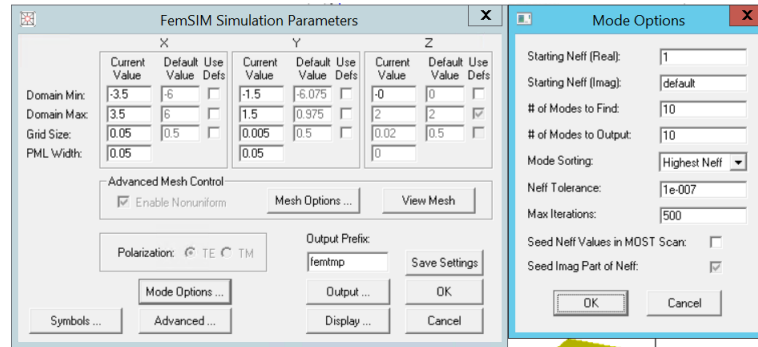


Figura 6.8: Ventanas previa a la simulación de FemSIM donde se le especifica parámetros necesarios

Después de comprobar que los datos introducidos son correctos, la simulación comienza y terminará cuando haya calculado el número de modos especificado anteriormente. Al terminar, podremos ver la distribución de campo eléctrico y magnético para cada eje y modo. Entre ellos encontramos el modo del plasmón de superficie que tiene su distribución característica ilustrados en la imagen 6.9. Esto se ha realizado para cada longitud de onda y en la tabla 6.4 podemos ver el índice efectivo calculado mediante la ecuación 6.5 y el obtenido con FemSIM.

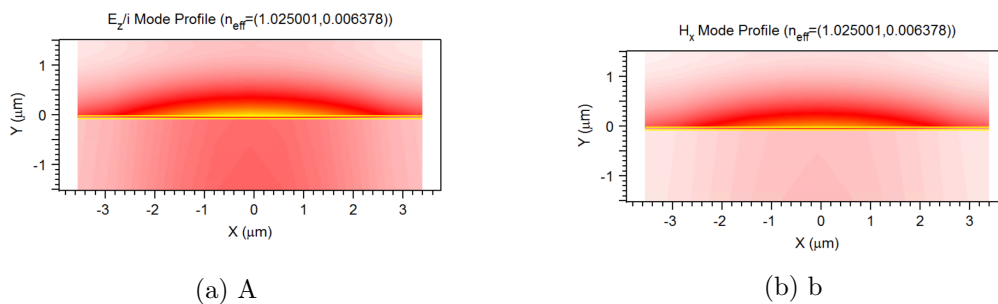


Figura 6.9: Distribución del campo eléctrico (E_z) y magnético (H_x) del modo del plasmón de superficie para $\lambda = 800nm$.

Tabla 6.4: Comparación del índice efectivo con Matlab y con FemSIM

$\lambda(nm)$	n_{ef} con Matlab	n_{ef} con FemSIM
600	1.0708	1.0609
800	1.0271	1.0250
1000	1.0155	1.0103
1330	1.0101	1.012
1550	1.0074	1.005

Como podemos observar en la tabla 6.4 los valores del índice efectivo concuerdan, con lo que podemos asegurar que el ángulo de incidencia calculado es correcto. Ahora pasaremos a calcular la curva de la reflectividad mediante FullWAVE.

6.2.3. Estudio de la reflectividad con FullWAVE

Una vez conocido el grosor óptimo de la lámina de oro podemos realizar las simulaciones con FullWAVE para asegurar que los resultados obtenidos anteriormente son fiables. Para ello obtendremos gráficas con la reflectividad para las diferentes longitudes de onda. Será necesario entonces diseñar la estructura más conveniente.

La estructura a simular será la mostrada en la figura 6.10. Como podemos ver, está formada por una capa de SiO_2 que actúa como sustrato y una lámina de oro del grosor óptimo para cada longitud de onda colocada encima. Al ser tan fina comparada con el resto de la estructura, se muestra ampliada en el círculo. Por otro lado tenemos la lámina naranja que actúa como fuente y será la encargada de crear el frente de ondas con el ángulo adecuado y la lámina verde, el monitor, que medirá la potencia reflejada. Es interesante saber que dependiendo del ángulo de incidencia el monitor se desplazará para que el centro del frente de ondas coincida con el centro del monitor, y así asegurar que las medidas son fiables. Esto se consigue determinando la posición del monitor en función del ángulo, con una ecuación sencilla de trigonometría podremos predecir donde debemos colocar el monitor.

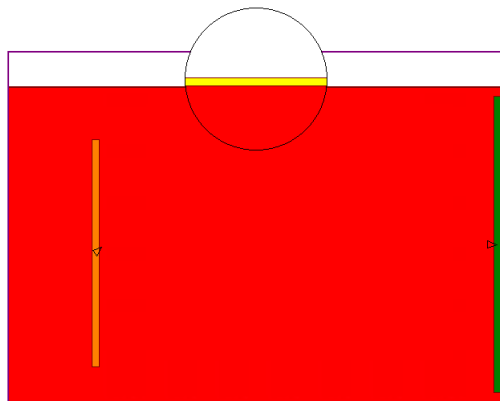


Figura 6.10: Estructura diseñada en FullWAVE para la medida de la reflectividad.

Una vez preparada la estructura realizaremos nuestras medidas mediante la herramienta MOST, que permite realizar barridos para un rango de valores de distintas variables. Lo que haremos será realizar un barrido para diferentes valores del ángulo de incidencia por cada longitud de onda. En la imagen 6.11 podemos ver la interfaz de esta herramienta. En la pestaña *Indep. vars* seleccionamos las variables para las que deseamos hacer un barrido, las medidas a realizar en cada simulación las seleccionaremos en *Measurements* y si queremos obtener alguna medida derivada de los resultados, podemos escribir las ecuaciones en la pestaña *Metrics*. Entre otras opciones podemos seleccionar el método de representación de los resultados (líneas, superficie,...).

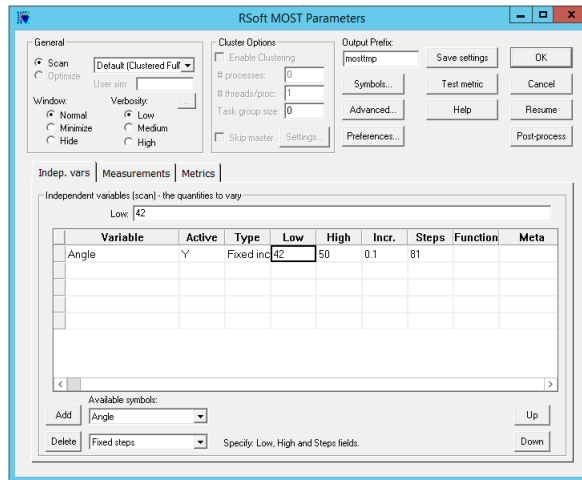


Figura 6.11: Interfaz de la herramienta MOST de RSoft.

Lo que haremos nosotros será definir la variable *Angle* que controlará el ángulo de la onda generada para poder realizar el barrido. Igual que hemos hecho en Matlab, FullWAVE realizará una simulación para cada ángulo en el rango de 42 a 50 grados, con incrementos de 0.2 grados. En cada una, medirá la potencia reflejada y ese valor será la reflectividad. En la imagen 6.12 podemos ver el campo final de una de estas simulaciones. La razón por la que aparece girado es porque inicialmente el diseño estaba realizado así, pero para facilitar la visualización lo hemos volteado en las imágenes anteriores.

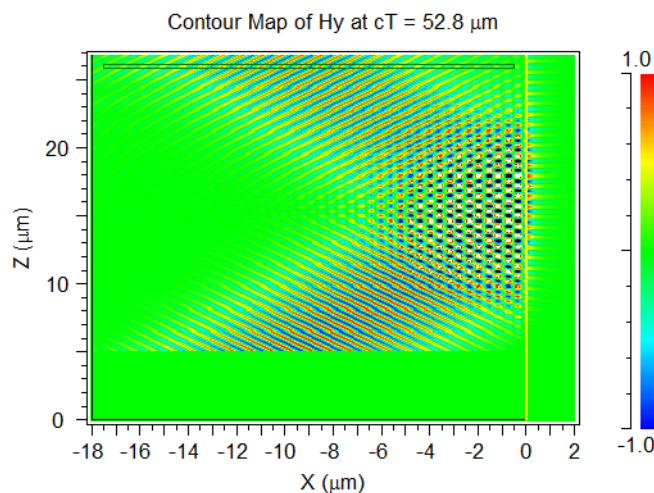
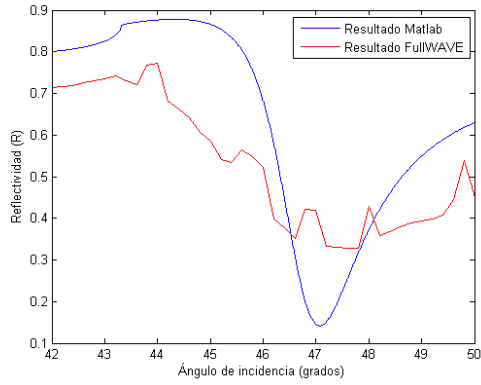
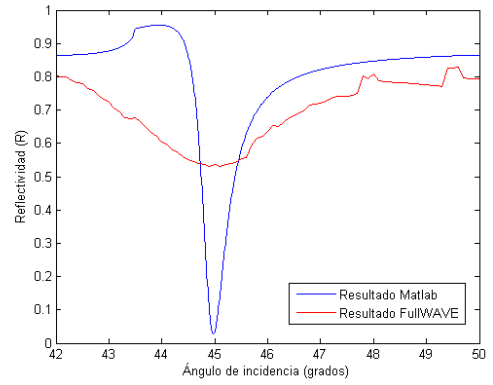


Figura 6.12: Representación del campo final en una simulación de FullWAVE.

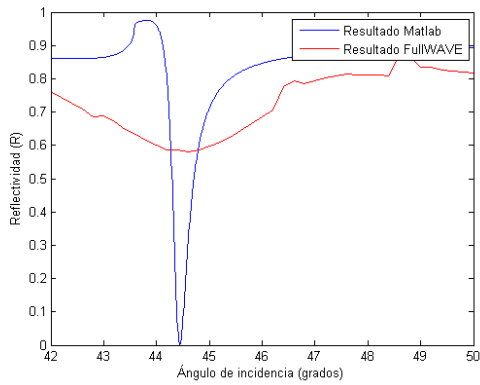
Una vez terminadas las simulaciones podemos ver el resultado para cada longitud de onda en comparación a la respuesta teórica en la figura 6.13



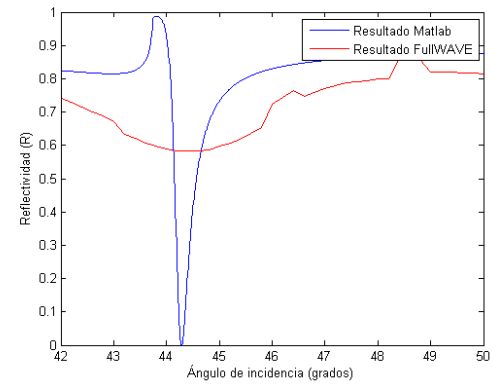
(a) $\lambda = 600nm$



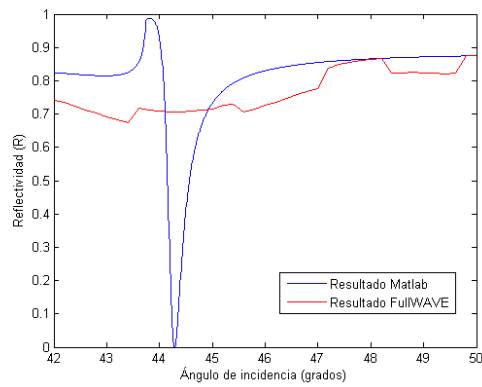
(b) $\lambda = 800nm$



(c) $\lambda = 1000nm$



(d) $\lambda = 1330nm$



(e) $\lambda = 1550nm$

Figura 6.13: Comparación entre la reflectividad calculada con Matlab y la obtenida con FullWAVE

Es notable como los resultados obtenidos no coinciden con las curvas teóricas. Los valles obtenidos no son tan profundos como en Matlab, aunque la posición del mínimo sí que coincide en todas las pruebas. Se observa, sin embargo, que a longitudes de onda menores hay una mayor correspondencia con la curva teórica, acercándose más al mínimo teórico, mientras que para las longitudes de onda mayores el valle es muy suave.

Para profundizar en estos resultados, decidimos preguntar a un compañero del NTC si podía confirmar estos resultados tan alejados de la teoría. Realizó pruebas a $\lambda = 1550nm$ y sus resultados los podemos ver en la figura 6.14. Como vemos, a esta longitud de onda y para el ángulo de acoplamiento calculado no existe mínimo en reflexión. Se aprecia un campo muy débil al otro lado de la lámina pero la mayoría es campo que se dispersa ya que el plasmón está muy poco confinado (idealmente el plasmón debería extenderse unos cientos de nanómetros en el aire como máximo). Variando el grosor de la lámina se observa como si que disminuye la potencia reflejada aumentando también la onda que se dispersa. Otro comportamiento interesante es la onda reflejada a lo largo de toda la lámina. En los apartados de resultados y conclusiones se analizará en más detalle los resultados obtenidos aquí.

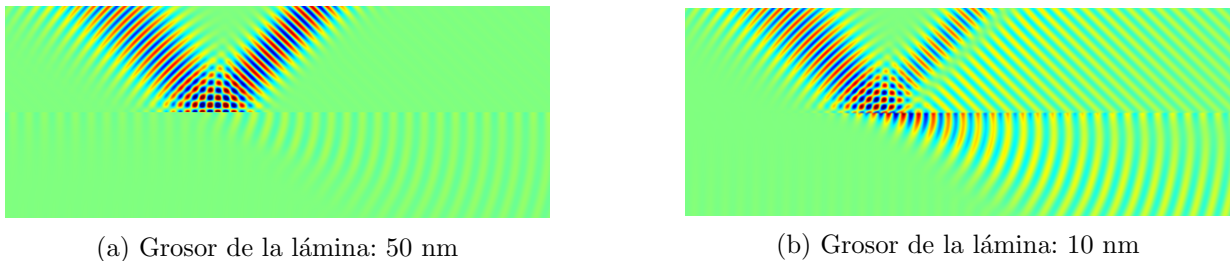


Figura 6.14: Resultados proporcionados por un compañero a $\lambda = 1550nm$.

6.3. Estudio del grating coupler

En este apartado se estudiará el diseño de un *grating coupler* a distintas longitudes de onda como se ha hecho en el apartado anterior. El objetivo es determinar las longitudes de onda óptimas que permitan el uso de esta estructura en el sensor y caracterizar dicha estructura.

Para realizarlo se ha dividido el proceso en dos partes. En la primera parte haremos un estudio preliminar que nos dará una idea de las magnitudes de los distintos parámetros del *grating coupler* utilizando Matlab, mientras que en la segunda parte realizaremos los diseños utilizando el CAD y simulándolo con FullWAVE para determinar su eficiencia y optimizar su diseño.

El *grating coupler* planteado se realizará en dos tecnologías diferentes dependiendo de la frecuencia. esto es debido a que la tecnología SOI introducida en el capítulo anterior utiliza una guía de ondas de silicio, material transparente a las longitudes de onda mas altas, pero absorbente en las bajas, como podemos ver en la gráfica del coeficiente de absorción del silicio en la imagen 6.15. Para estas longitudes de onda se ha optado por utilizar una estructura similar a la del SOI, pero intercambiando la guía de silicio por una de nitruro de silicio (Si_2N_3). Esta elección se debe a las propiedades ópticas del material que lo hacen óptimo para las longitudes de onda entre 600 y 800 nm y a su amplio uso en guías de onda en fotónica para esas frecuencias.

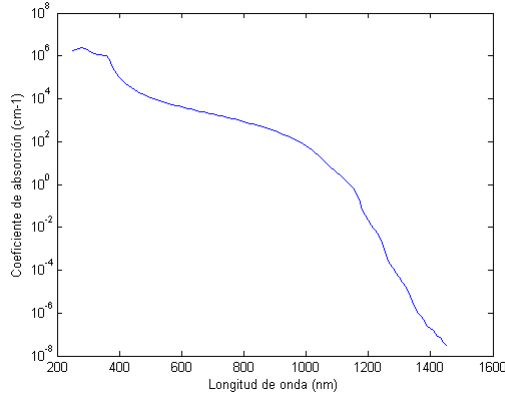


Figura 6.15: Coeficiente de absorción del Si

6.3.1. Ley de Bragg en MATLAB

En el anexo B hemos introducido el marco teórico y el proceso que existe a la hora de diseñar un *grating coupler*. Para llevar este proceso a la práctica hemos empezado por diseñar un *script* de Matlab que, partiendo de unos valores iniciales conocidos, calcula el resto de parámetros de la estructura del *grating coupler* que cumplirá la ley de Bragg. el *script* está disponible en la página 68.

Para el diseño del *grating coupler* partiremos de ciertos parámetros que impondremos como el ángulo de incidencia, de otros que vendrán determinados por el tipo de oblea utilizada, y otros lo estarán por el proceso de fabricación. El anexo B proporciona una introducción a los *grating couplers*, sus características y su funcionamiento necesarias para este apartado. Los valores de los que disponemos por el momento son:

Guía de onda	Sustrato	Recubrimiento	λ	Θ
250 nm (<i>Si</i>)	3 μm (<i>SiO₂</i>)	<i>SiO₂</i>	1550 nm	44.24°
250 nm (<i>Si</i>)	3 μm (<i>SiO₂</i>)	<i>SiO₂</i>	1330 nm	44.29°
250 nm (<i>Si</i>)	3 μm (<i>SiO₂</i>)	<i>SiO₂</i>	1000 nm	44.44°
250 nm (<i>Si₂N₃</i>)	3 μm (<i>SiO₂</i>)	<i>SiO₂</i>	800 nm	44.97°
250 nm (<i>Si₂N₃</i>)	3 μm (<i>SiO₂</i>)	<i>SiO₂</i>	600 nm	47.26°

Tabla 6.5: Valores iniciales para el cálculo de parámetros del *grating coupler*

Los grosores de las capas de *Si*, *Si₂N₃* y *SiO₂* están determinados por la oblea, el recubrimiento nos servirá para poder depositar la lámina de oro encima, las longitudes de onda y ángulos de incidencia vienen determinados por el estudio que estamos realizando.

Quedarán por determinar entonces el periodo Δ , la profundidad de los dientes ed y el factor de forma ff . El periodo lo calcularemos utilizando las ecuaciones desarrolladas en el anexo C. La profundidad de los dientes, ed tendrá un valor por defecto de $ed = 0,08\text{nm}$ para la guía de silicio y $ed = 0,25\text{nm}$ para la de nitruro de silicio, junto con el factor de forma ff , el cual valdrá por defecto 0,5. La elección de dos valores diferentes de profundidad se debe al contraste de índices entre la guía y el sustrato/revestimiento. Al usar guía de silicio el contraste es mayor, por lo que una menor perturbación de la guía afectará más que la misma perturbación en la guía de nitruro de silicio, ya que el contraste de índices es menor. Claramente, la profundidad de los dientes oscilará entre 0 nm (no se excava en la guía) y el grosor de *Si*, 220 nm (dejaríamos al descubierto la capa de *SiO₂*).

Uno de los valores que deberemos conocer para calcular el resto de parámetros será el índice efectivo del *grating coupler*. Éste lo calcularemos utilizando el método de Índice Efectivo, EIM por sus siglas en inglés. Para ello supondremos que el *grating coupler* tiene una anchura infinita, y aunque en la práctica no sea así, al ser su anchura mucho mayor que la longitud de onda (una anchura típica es 12 μm) esta suposición no altera apenas el resultado.

Una vez calculado el índice efectivo, podemos calcular el periodo del *grating coupler* mediante la ecuación:

$$n_c \cdot \sin(\Theta) = n_{eff} - \frac{\lambda}{\Delta} \quad (6.8)$$

Donde n_c denota el índice del revestimiento, Θ el ángulo, λ la longitud de onda central, Δ el periodo y n_{eff} el índice que acabamos de calcular. En la tabla 6.6 podemos ver los valores del índice efectivo y el periodo para cada longitud de onda.

λ	n_{eff}	Δ (μm)
600 nm	1.7575	0.8738
800 nm	1.6577	1.2686
100 nm	2.7708	0.5697
1330 nm	2.2455	1.0767
1550 nm	1.9989	1.5633

Tabla 6.6: Valores del índice efectivo del *grating coupler*

6.3.2. Diseño del *grating coupler* con FullWAVE

Una vez ya tenemos los valores iniciales lo único que queda es optimizar variando los valores de ff y ed . Para ello deberemos diseñar el *grating coupler* para simularlo con FullWAVE y poder tomar las medidas necesarias y así optimizar los valores. El diseño que se realizaría en el CAD sería el de la figura 6.16a. En ella vemos el sustrato de Si , la capa de SiO_2 y encima la guía de ondas. Vemos como después de cierta distancia en la guía comienza la estructura periódica del *grating coupler* apareciendo los dientes característicos. Colocando los monitores adecuadamente seremos capaces de medir la potencia acoplada hacia arriba y su ángulo, así como también la potencia que se pierde hacia el sustrato y la potencia reflejada. En la imagen 6.16b podemos ver una representación de los índices de refracción de los diferentes materiales.

Grating Coupler a $\lambda = 1550nm$

Comenzaremos por la longitud de onda más alta ya que es en la que hay una literatura más abundante. Esto es debido a que la mayoría de dispositivos fotónicos que incluyen este tipo de estructuras se diseñan para longitudes de onda en tercera ventana.

El procedimiento que seguiremos será introducir los valores obtenidos en Matlab y verificar que se comporta como esperamos. Para ello verificaremos que el ángulo es el esperado, mediremos la potencia acoplada hacia arriba y veremos si este acoplamiento se realiza de manera muy dispersa a lo largo del *grating coupler* o lo hace de manera más directiva. Para verificar el ángulo obtendremos la gráfica de campo lejano donde podremos

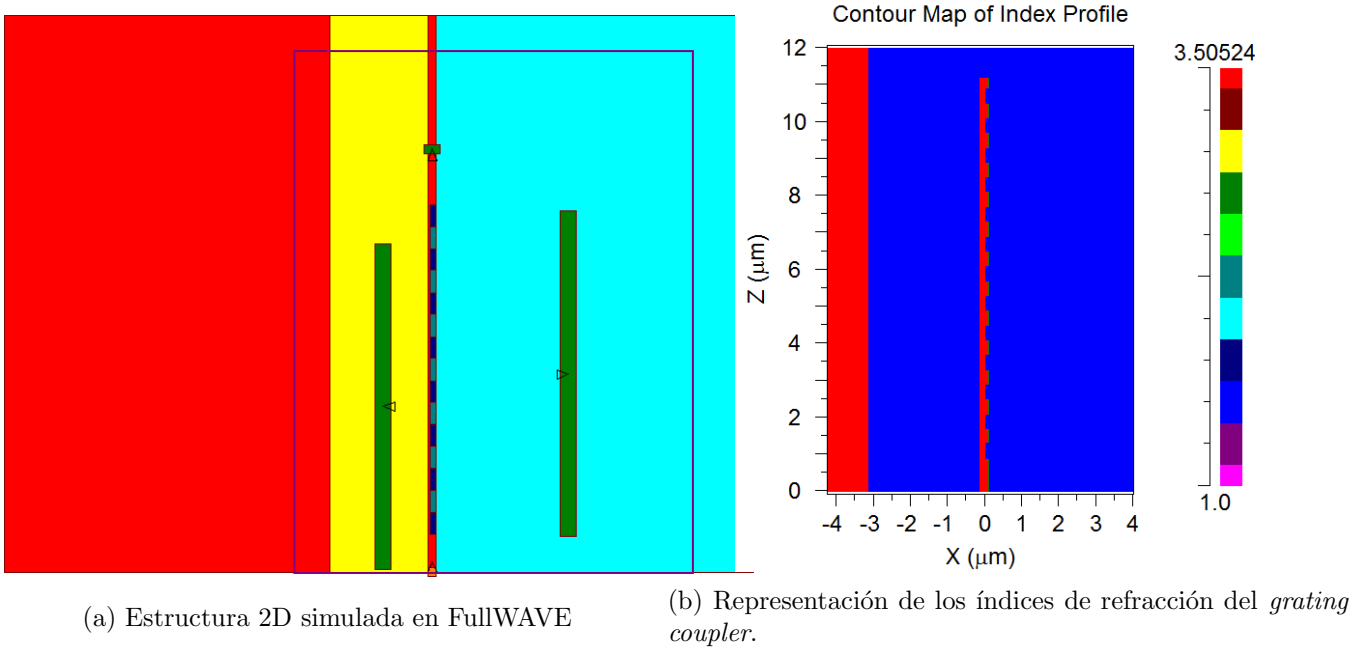


Figura 6.16: Estructura del *grating coupler*.

ver la amplitud y la fase del campo que atraviesa un plano en función del ángulo, una medida muy útil para tener una medida cualitativa sobre que ángulo tiene el campo que atraviesa un plano. Al ser una medida cualitativa, la amplitud no refleja la fracción de potencia acoplada hacia arriba. En la gráfica 6.17 vemos como de toda la potencia que se radia hacia arriba, toda se concentra alrededor de un ángulo central de 44.24° .

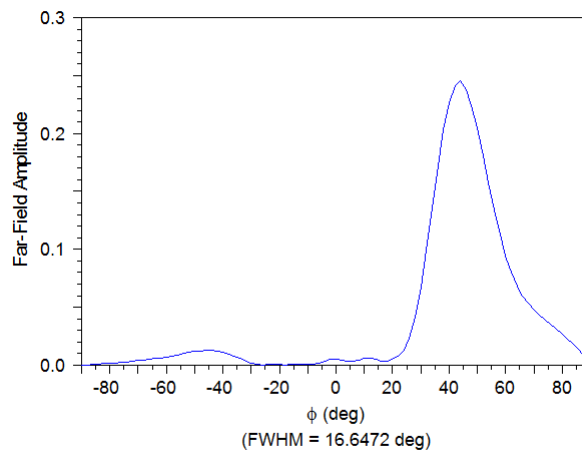


Figura 6.17: Amplitud del campo lejano para el *grating coupler* a $\lambda = 1550nm$

En la figura 6.18 podemos ver el campo electromagnético resultante de la simulación. Como vemos la onda que se acopla está localizada tiene un frente de ondas estrecho donde se encuentra la mayor parte de la potencia, lo cual es deseable para nuestra aplicación.

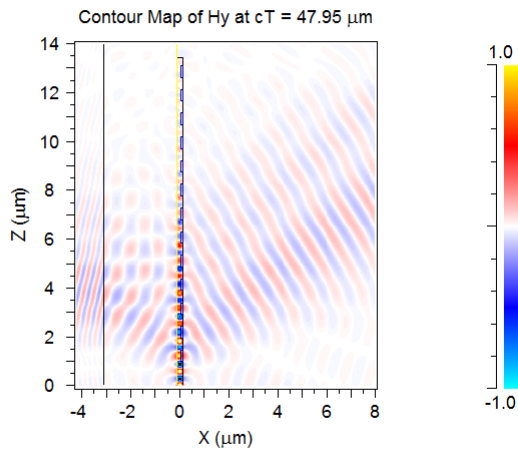


Figura 6.18: Representación del campo para el *grating coupler* a $\lambda = 1550nm$

Finalmente hemos realizado una gráfica (figura 6.19) para ver las pérdidas de inserción variando la frecuencia. El máximo se encuentra a $\lambda = 1550nm$ y la potencia que se acopla hacia arriba es aproximadamente $-3,5dB$, lo que equivale a un 45% de la potencia inyectada.

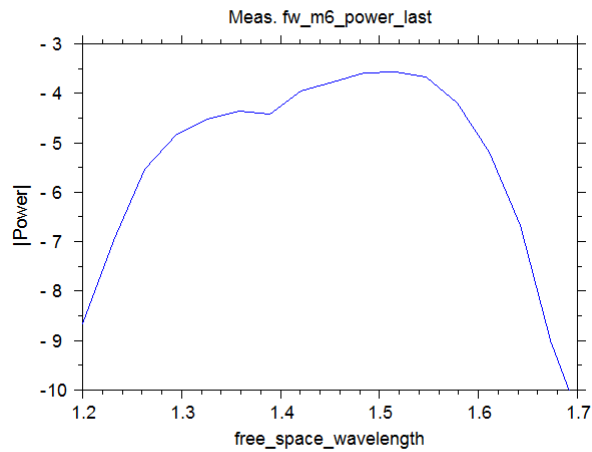
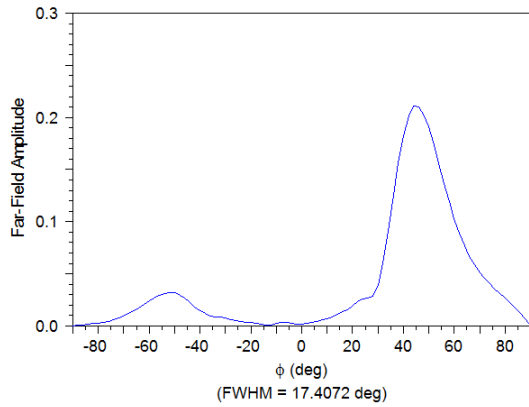


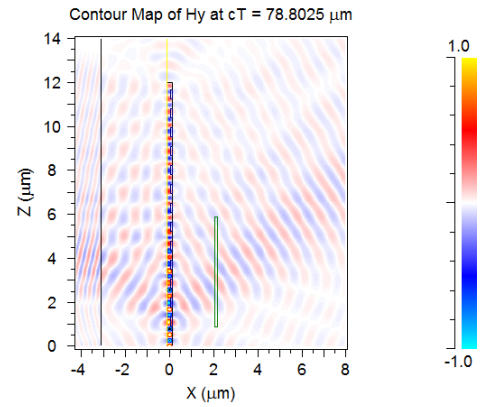
Figura 6.19: Pérdidas de inserción para el *grating coupler* a $\lambda = 1550nm$ (dB)

Grating Coupler a $\lambda = 1330nm$

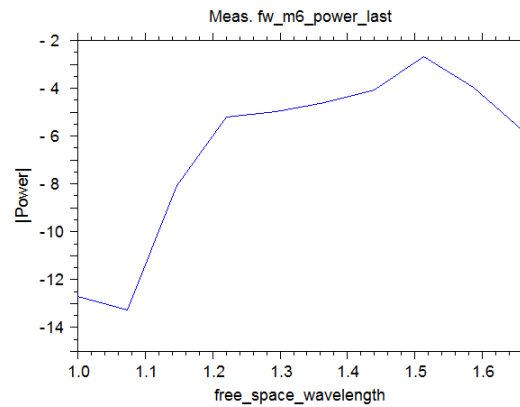
Para $\lambda = 1330nm$ hemos realizando el mismo estudio habiendo cambiado los valores necesarios (longitud de onda y periodo). Los resultados los hemos recogido en la figura 6.20.



(a) Amplitud del campo lejano



(b) Representación del campo



(c) Pérdidas de inserción (dB)

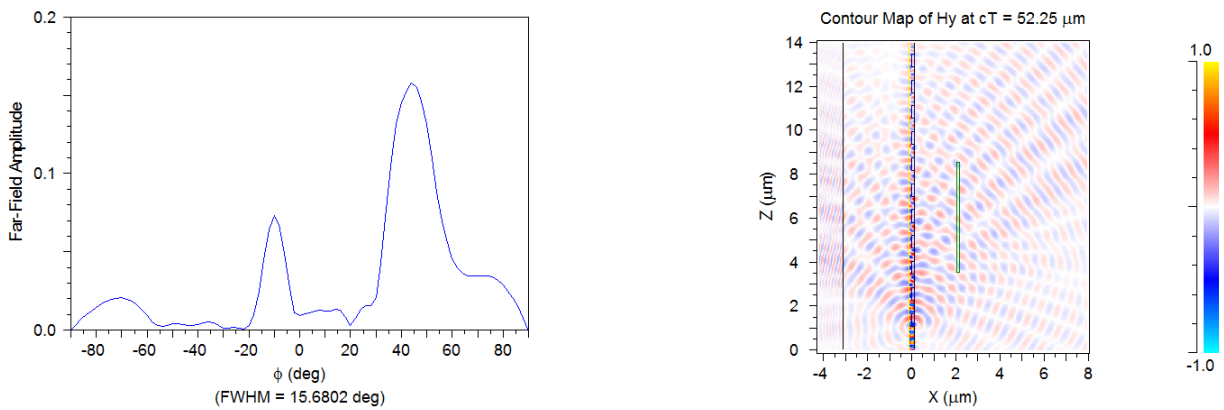
Figura 6.20: Resultados obtenidos para el *grating coupler* a $\lambda = 1330nm$

Los resultados obtenidos son muy similares, pero vemos que la potencia acoplada es menor en este caso, siendo un 33%, o -4.8 dB.

Grating Coupler a $\lambda = 1000nm$

Repetiremos el proceso para $\lambda = 1000nm$.

Los resultados los hemos recogido en la figura 6.21. Como podemos ver, si colocamos los valores y simulamos, el resultado obtenido es mas bien pobre: un rendimiento del 25% de manera dispersa. En este caso optimizaremos la estructura variando los parámetros ed y ff . Teniendo en cuenta que un cambio en estos valores afecta al ángulo en que se acopla la luz, deberemos comprobar que el rendimiento aumenta manteniendo el ángulo. La optimización la llevamos a cabo con la herramienta MOST, ya usada en otras partes del proyecto. Tras realizar un barrido en las dos variables midiendo la potencia que atraviesa el sensor, obtenemos una gráfica como la mostrada en 6.22.



(a) Amplitud del campo lejano

(b) Representación del campo

Figura 6.21: Resultados obtenidos para el *grating coupler* a $\lambda = 1000nm$ antes de optimizar

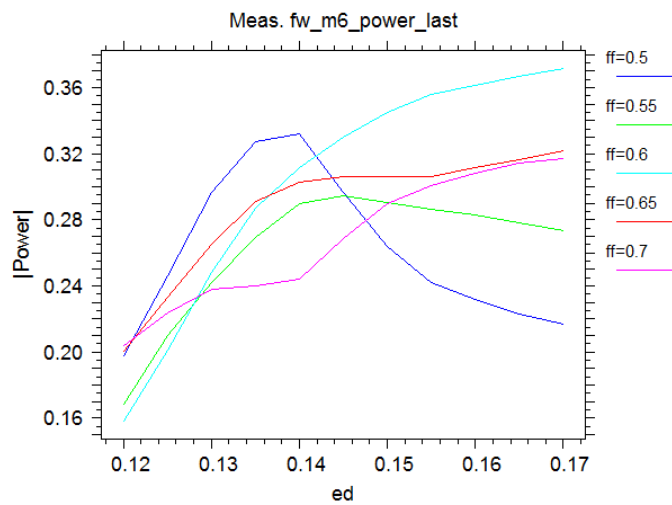
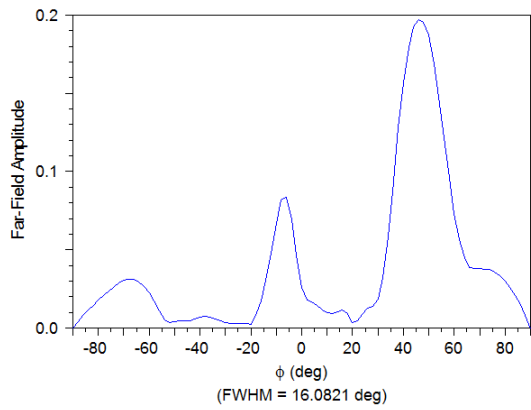
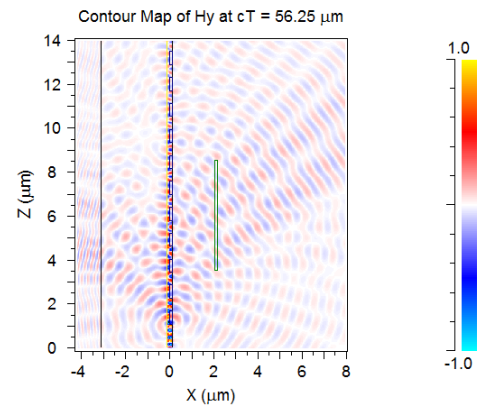


Figura 6.22: Resultados de la optimización a $\lambda = 1000nm$

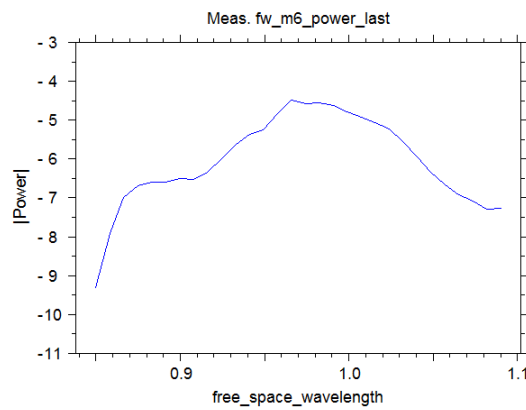
Una vez analizados los resultados, se determina que los valores óptimos son $ed = 140nm$ y $ff = 0,5$. Con estos valores la potencia acoplada ha aumentado hasta llegar al 36 %, o -4.5 dB, como se ve en los resultados en 6.23. Aún así, el campo es muy disperso y eso haría muy difícil su utilización para la excitación de plasmones de superficie.



(a) Amplitud del campo lejano



(b) Representación del campo



(c) Pérdidas de inserción

Figura 6.23: Resultados obtenidos para el *grating coupler* a $\lambda = 1000nm$ después de optimizar

Grating Coupler a $\lambda = 800nm$

Para $\lambda = 800nm$ cambiamos de material, pasando a utilizar Si_2N_3 en lugar de Si para la guía de ondas. Esto tiene una consecuencia muy clara. Mientras que el silicio tiene un índice de refracción de $n_{Si} \simeq 3,5$, el nitruro de silicio tiene $n_{Si_2N_3} \simeq 2$. En este tipo de estructuras el contraste entre los índices de refracción de las distintas partes juega un papel fundamental, y con este cambio este contraste disminuye notablemente, por lo que es mucho más complejo conseguir resultados como los anteriores, con acoplamientos del 30 al 45 % de la potencia. Es común recurrir a alteraciones en la estructura, añadiendo materiales o reflectores que ayuden a conseguir una mayor eficiencia [21] [22]. Sin embargo, en este proyecto se busca realizar una estructura que sea sencilla y sea posible de fabricar en masa, lo que limita las opciones para optimizar la misma.

Comenzaremos entonces por introducir los valores obtenidos con Matlab. Como vemos en los resultados de la figura 6.24, el cambio de la profundidad de los dientes ha sido útil, porque aún habiendo excavado por completo, la onda es guiada hasta $20 \mu m$, lo cual es una longitud muy grande para un sensor como el que planteamos. Hemos visto como esta longitud ha ido aumentando al disminuir la longitud de onda.

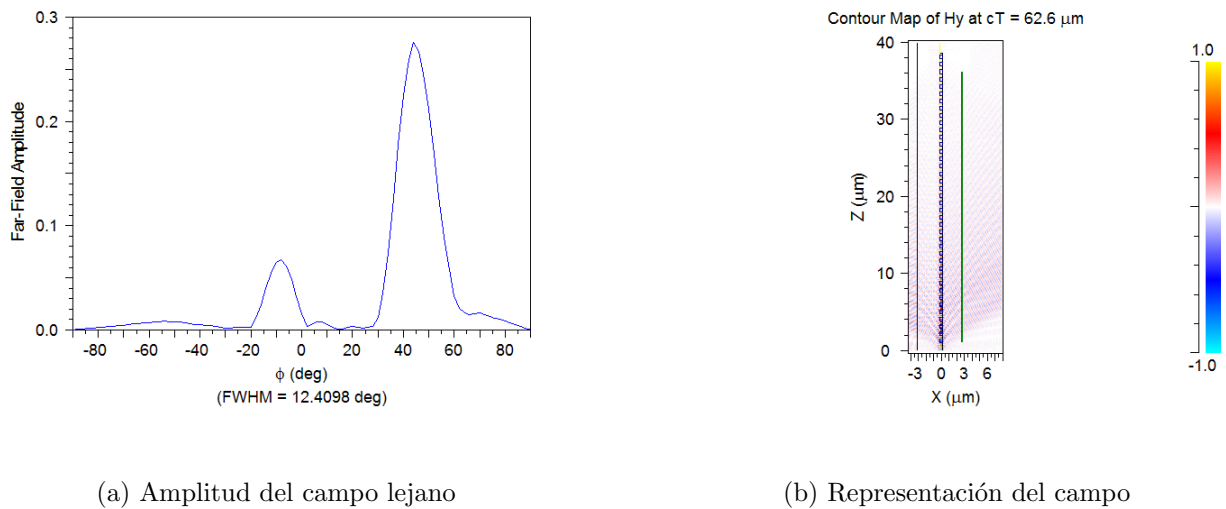


Figura 6.24: Resultados obtenidos para el *grating coupler* a $\lambda = 800nm$

Analizando los resultados de la figura 6.25, vemos como se acopla un total de 30 %, o -5.2 dB, estando muy disperso, aunque de manera homogénea a lo largo del *grating coupler*.

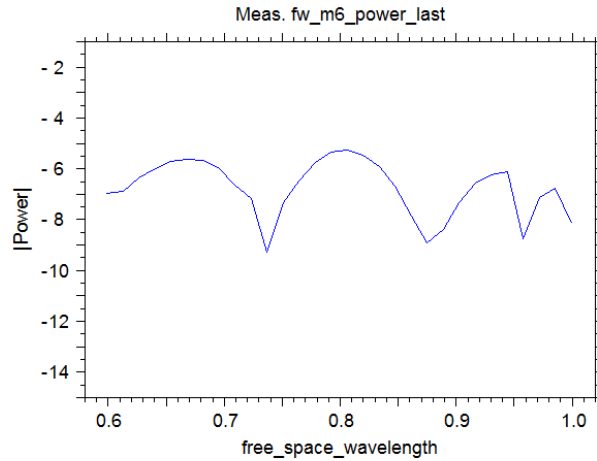
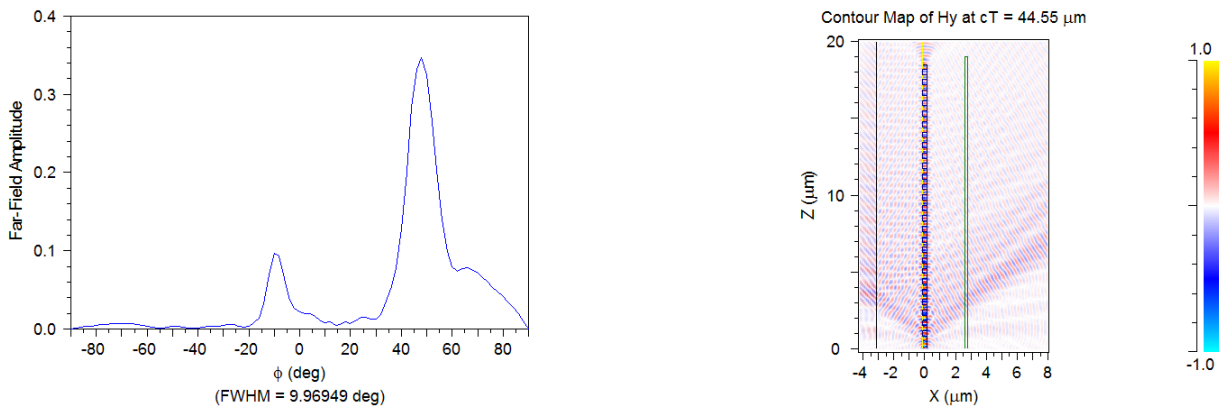


Figura 6.25: Pérdidas de inserción para el *grating coupler* con una longitud de onda central $\lambda = 800nm$

Grating Coupler a $\lambda = 600nm$

Para $\lambda = 600nm$ seguiremos el mismo procedimiento que con la longitud de onda anterior. Los resultados se muestran en la figura 6.26 y 6.27.



(a) Amplitud del campo lejano

(b) Representación del campo

Figura 6.26: Resultados obtenidos para el *grating coupler* a $\lambda = 600nm$

En este caso sí que podemos observar que el frente de ondas se acopla de forma más compacta, lo que es conveniente para nuestra aplicación. Esto es debido a que el contraste entre los índices es mayor que en el caso anterior, mejorando las condiciones para que se acople la luz. Sin embargo, volvemos a ver un incremento en la longitud necesaria para que toda la potencia se acople, hacia arriba o hacia abajo. El rendimiento también es algo mayor, 34 % o -4.6 dB, pero sigue siendo más bajo que los obtenidos con $\lambda = 1550nm$.

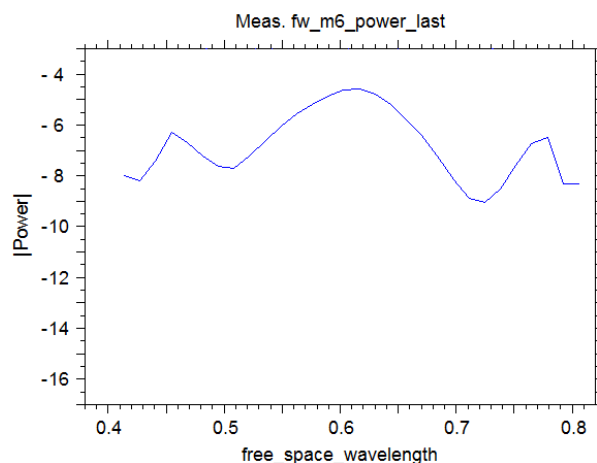


Figura 6.27: Pérdidas de inserción para el *grating coupler* con una longitud de onda central $\lambda = 600nm$

6.4. Diseño del prototipo

En los anteriores apartados hemos diseñado las distintas estructuras de nuestro sensor por separado. En esta parte las uniremos para crear el sensor descrito al principio del capítulo y realizaremos un estudio para determinar su sensibilidad.

La aproximación que hemos seguido al diseñarlo por partes se debe principalmente a la velocidad de simulación. Simular dominios grandes con estructuras no periódicas o complejas requiere mucho más tiempo que simular pequeñas partes de el mismo diseño por separado.

Como vimos al principio del capítulo el sensor constará de dos *grating couplers*, un sustrato y una lámina de oro. Se puede observar el montaje en el esquema de la figura 6.28.

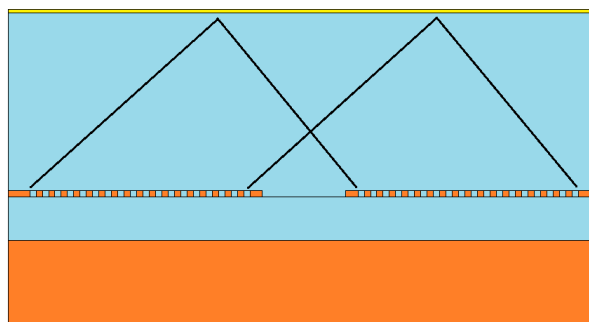


Figura 6.28: Esquema del sensor.

Después de analizar los resultados, concluimos que la longitud de onda óptima para la realización del sensor es $\lambda = 800nm$, por lo que diseñaremos el sensor a esa longitud de onda y mediremos su sensibilidad. La elección se debe a que los plasmones de superficie dan una mejor respuesta para las longitudes de onda bajas, siendo esta respuesta nula para las más altas. Por otro lado, el *grating coupler* a $\lambda = 800nm$ no es el mejor, pero es preferible tener un frente de ondas disperso y homogéneo que tener la potencia distribuida irregularmente en el frente de ondas.

6.4.1. Sensor a $\lambda = 800nm$

Para la realización del sensor se ha utilizado como base el diseño del *grating coupler*, se ha ampliado el dominio de simulación y se ha añadido la lámina de oro encima de la capa de óxido de silicio. A la hora de colocar el segundo *grating coupler* se ha realizado un cálculo previo para determinar por un lado la separación entre la guía de ondas y la capa de oro y por otro la distancia a la que hay que colocar el segundo *grating coupler*. Una vez aclaradas las distancias se termina de diseñar quedando como en la figura 6.29.

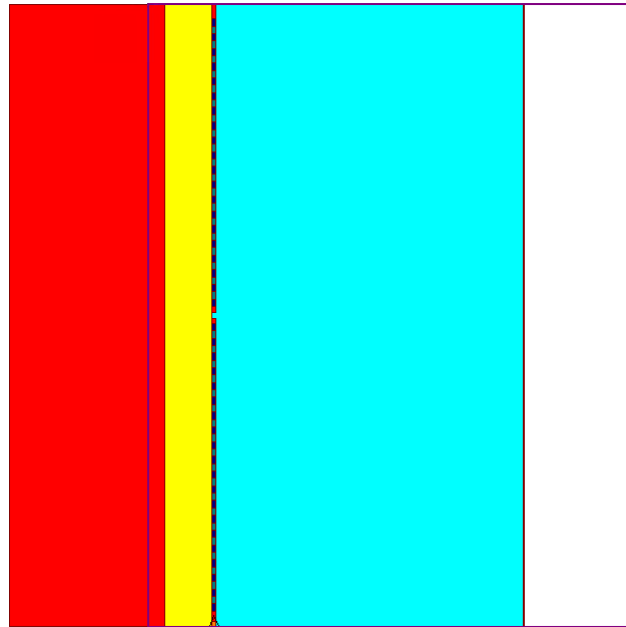
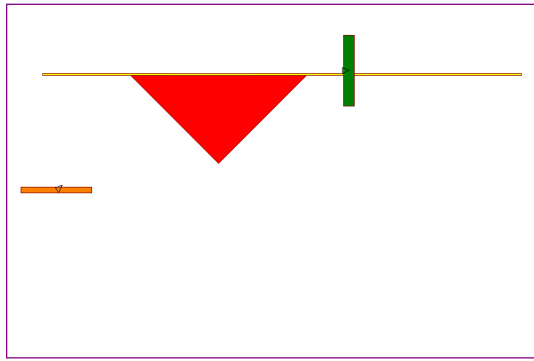
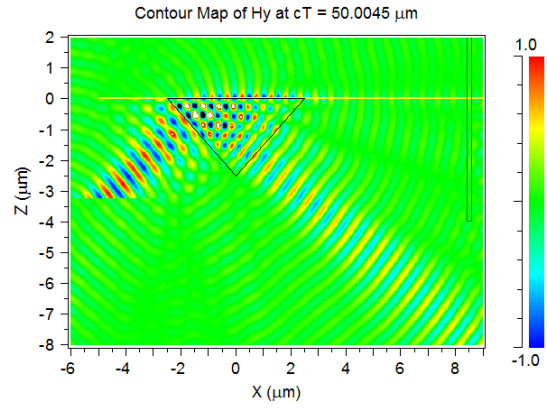


Figura 6.29: Sensor diseñado en la herramienta CAD

Al simularlo, vemos que la respuesta no es la esperada. No hay resonancia de plasmones de superficie y el campo, como habíamos visto en las simulaciones del *grating coupler* está muy disperso. No sabemos realmente cual es la razón por la que los plasmones no se exciten, aunque una potencia insuficiente o demasiado dispersa se plantean como las razones más probables. Para descartar un fallo a la hora de caracterizar la resonancia de plasmones de superficie decidimos hacer un estudio realizando una estructura Kretschmann. Esta consiste en un prisma con una lámina de oro encima como se ve en la figura 6.30a.



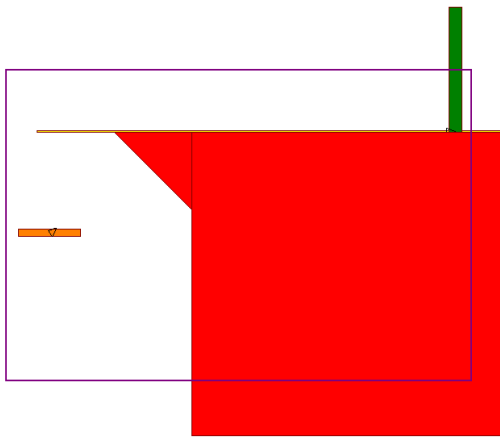
(a) Estructura diseñada en CAD



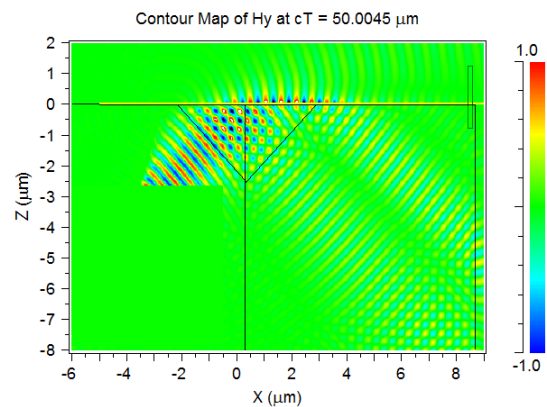
(b) Representación del campo al simular la estructura.

Figura 6.30: Simulación de la configuración Kerstchmann en FullWAVE.

Después de simular su comportamiento comprobamos que el ángulo previamente calculado sí que concuerda con el ángulo que crea una resonancia de plasmones y un mínimo en reflexión. Sin embargo esta estructura no es realizable, ya que el prisma está "flotando" sin nada que lo sustente, por lo que realizamos otra prueba colocando un sustrato de óxido de silicio en la segunda mitad, como vemos en la figura 6.31a. Al simular con esta configuración nos damos cuenta de algo interesante. En la figura 6.31b podemos ver que, después del frente de ondas reflejado principal, aparece un frente de ondas más débil en la misma dirección, y este dura hasta que el plasmón se ha atenuado del todo.



(a) Estructura diseñada en CAD



(b) Representación del campo al simular la estructura.

Figura 6.31: Simulación de la configuración Kerstchmann alterada en FullWAVE.

Después de realizar y analizar estas simulaciones, pasamos a describir los resultados obtenidos.

6.5. Resultados

En este apartado expondremos los resultados obtenidos a lo largo de los diferentes estudios. Los agruparemos en tres categorías para una mayor claridad.

6.5.1. Resultados del estudio del SPR

Los resultados obtenidos tras estudiar la resonancia de plasmones de superficie a diferentes longitudes de onda son:

- Una diferencia en el comportamiento obtenido de manera teórica y mediante simulaciones.
- Un comportamiento más acorde al teórico para las longitudes de onda más bajas.
- Un confinamiento muy bajo para las longitudes de onda más grandes.
- Un comportamiento recíproco a todas las longitudes de onda. El plasmón excita una onda reflejada a lo largo de la lámina de oro.

6.5.2. Resultados del estudio del *grating coupler*

Los resultados obtenidos tras el estudio del *grating coupler* a diferentes longitudes de onda son:

- Buen funcionamiento a 1550nm con una eficiencia del 45 % aproximadamente.
- Una eficiencia mucho menor para $\lambda = 1330nm$ (33 %) y $\lambda = 1000nm$ (25 %) y un acoplamiento más disperso.
- Para $\lambda = 800nm$ y $\lambda = 600nm$ no ha sido posible utilizar la estructura SOI, teniendo que utilizar una guía de Si_2N_3 .
- Para las dos longitudes de onda anteriores, al tener un contraste de índices menor, su eficiencia ha sido baja ($\sim 33\%$) y su acoplamiento muy disperso.

6.5.3. Resultados del diseño del prototipo

Después de seleccionar la longitud de onda que ofrecía los mejores resultados, los resultados que hemos obtenido son:

- Una excitación de plasmones de superficie nula.
- Una onda incidente muy dispersa debido al *grating coupler* hace difícil ver la onda reflejada para medir su potencia.
- Una limitación muy grande a la hora de variar la longitud de onda o el ángulo a la hora de realizar medidas.

Capítulo 7

Conclusiones

Diseño del prototipo

Una vez finalizado el estudio y habiendo expuesto los resultados obtenidos en las diferentes etapas, en este apartado expondremos las conclusiones de este trabajo de fin de grado.

Diseño del sensor propuesto

Se ha desarrollado un estudio teórico y de simulación numérica sobre la óptica integrada y los distintos componentes que más se utilizan en los circuitos ópticos integrados. Se ha centrado el estudio en los diferentes elementos fotónicos que forman parte del sensor propuesto. Éstos son la estructura SOI (silicio sobre aislante), las guías de silicio, las guías de nitruro de silicio, Si_2N_3 , y el *grating coupler* (acoplador de rejilla). Por otro lado se ha estudiado el funcionamiento de los sensores basados en los plasmones de superficie disponibles actualmente, enfocándose en el fenómeno central, que es la resonancia de los plasmones de superficie y como éstos pueden utilizarse para el sensado. Se ha estudiado como se pueden excitar y las estructuras más comunes para ello, centrándose en la estructura Kretschmann en la que se basa el sensor propuesto.

Se ha realizado un estudio en el NTC de las dos partes más importantes del sensor: la resonancia de plasmones y el *grating coupler*. Éste se ha llevado a cabo a diferentes longitudes de onda para tener una visión más completa de su comportamiento y poder escoger más tarde la que ofrecía los mejores resultados. Al finalizar se ha diseñado el prototipo y se ha simulado su respuesta obteniendo unos resultados negativos.

El sensor propuesto no se ha podido llevar a cabo por varias razones. La primera es la incompatibilidad entre las dos estructuras. Mientras que el *grating coupler* ofrece la mejor respuesta para $\lambda = 1550nm$ y una respuesta mucho más pobre para el resto de longitudes de onda, la resonancia de plasmones de superficie ofrece los mejores resultados a longitudes de onda bajas ($\lambda = 600nm$ y $\lambda = 800nm$) y un resultado pésimo a $\lambda = 1550nm$. Esto tiene como consecuencia que, si escogemos una longitud de onda intermedia como solución de compromiso, como hemos hecho, la potencia de la onda incidente sea insuficiente y ésta esté muy dispersa, haciendo muy difícil la excitación de un modo plasmónico en el otro lado de la lámina de oro.

Otra razón ha sido el descubrimiento del comportamiento recíproco del plasmón de superficie. Esta reciprocidad disminuye la longitud recorrida por el plasmón sobre la lámina de metal, además de crear reflexiones no deseadas que interferirían con la onda reflejada. Al diseñar este sensor para su fabricación en masa, era necesario su construcción en capas

uniformes y regulares, lo que hace muy difícil evitar este problema.

Alternativas

Lejos de tachar como imposible el diseño de un sensor de este tipo en un circuito óptico integrado, existen alternativas que lo harían posible mediante una estructura diferente.

Una de ellas sería utilizar una guía de ondas para excitar los plasmones. La lámina de oro se colocaría directamente encima de la guía de ondas o separada una cierta distancia (del orden de cientos de nanómetros) con una superficie rugosa muy parecida a un *grating coupler*. Mediante un diseño cuidadoso de la guía y la lámina de oro, se podrían conseguir la resonancia de plasmones y así un sensor con las mismas características que el propuesto en este proyecto [19].

Propuestas de trabajo futuro

Para finalizar, expondré distintas líneas de investigación futura que pueden arrojar más luz sobre lo dicho anteriormente.

Explorar las diferentes configuraciones utilizadas en estos sensores puede dar información muy útil a la hora de escoger una de ellas para su posible miniaturización o incluso diseñar una nueva estructura.

Un estudio a fondo de las herramientas disponibles en RSoft, profundizando en los algoritmos y las ecuaciones utilizados, sería interesante a la hora de desarrollar modelos teóricos más fiables y cercanos a la realidad, ya que hemos visto que los modelos utilizados en este proyecto no se han correspondido con los comportamientos reales (en el estudio de los plasmones de superficie).

En definitiva, hoy en día el campo de los biosensores, circuitos integrados y fotónica está en pleno desarrollo. En este momento es difícil encontrar sensores miniaturizados en el mercado que ofrezcan unas prestaciones como las de los sensores de mayor tamaño. Por eso, en los próximos años la investigación en esta rama de sensores se va a incrementar significativamente creando muchas oportunidades de trabajo.

Apéndice

Apéndice A

Software de simulación: RSoft suite

Los simuladores han sido la principal herramienta para el estudio y el diseño del prototipo. Los simuladores electromagnéticos son herramientas que modelan la interacción de los campos electromagnéticos con diferentes objetos y con el entorno.

Generalmente esto se consigue utilizando aproximaciones computacionalmente eficientes de las ecuaciones de Maxwell y se utilizan en cálculos de rendimiento de antenas, propagación de ondas en entornos cerrados y cálculos de energía absorbida o radiada por pequeñas partículas.

Para conseguir esto existen diferentes métodos de cálculo, y hacer la elección correcta es importante ya que una mala elección puede llevar a resultados incorrectos o a resultados con un tiempo de computación muy alto. Existen dos tipos de aproximaciones para resolver las ecuaciones de Maxwell, en el dominio de la frecuencia y en el dominio del tiempo. Los simuladores que utilizan métodos en el dominio de la frecuencia se suelen utilizar para cálculos en estructuras arbitrarias con materiales dispersivos, mientras que los que utilizan métodos en el dominio del tiempo permiten visualizaciones del comportamiento real de los campos electromagnéticos, se pueden simular anchos de banda mayores y también se puede obtener información de la frecuencia mediante una transformada de Fourier. En nuestro caso, vamos a centrarnos en dos métodos que trabajan en el dominio del tiempo: el Finite-Difference Time-Domain (o FDTD, por sus siglas en inglés), y el Finite element method (FEM) [23].

Con el método FDTD, el dominio de simulación se discretiza en el espacio (creando una malla) y en el tiempo, pudiendo variar el tamaño de la malla y de los saltos de tiempo. El sistema entonces resuelve las ecuaciones de Maxwell en cada punto de la malla mediante diferencias finitas para calcular el campo eléctrico en un instante. Después se calcula el campo magnético para el instante siguiente y el proceso se repite sucesivamente. Antiguamente este método era poco utilizado debido a que requiere muchos recursos para los cálculos, pero los avances hechos hasta ahora han permitido que este método sea hoy uno de los más utilizados. Nosotros nos vamos a centrar principalmente en un software comercial, Fullwave de Synopsys, aunque también utilizaremos otro llamado Lumerical para ciertos cálculos.

El método FEM también es numérico. Como el FDTD, discretiza el espacio dividiendo estructuras complejas en estructuras simples, por ejemplo triángulos o paralelogramos, resolviendo las ecuaciones en cada uno de ellos llegando al final a una solución del sistema completo.

Synopsys adquirió en 2012 la suite de Rsoft que incluye el programa utilizado. Esta suite engloba varios programas de diseño y optimización para circuitos ópticos y fotónicos. Estas herramientas están disponibles en el NTC y por ello han sido seleccionadas para este proyecto. A continuación veremos una breve descripción, obtenida gracias a los distintos manuales [24], [25], [26], de los programas utilizados antes de pasar a centrarnos en los programas principales.

- RSoft CAD Environment: Es el núcleo de la suite. Este programa permite diseñar los circuitos y estructuras, las condiciones de simulación y las medidas a tomar, fuentes, monitores... Está integrado con el resto de programas y les proporciona todos los datos necesarios.
- FullWAVE: Es la herramienta de simulación. Emplea el método FDTD para estudiar la propagación de las ondas en estructuras creadas con RSoft CAD Environment.
- FemSIM: Esta herramienta resuelve los modos utilizando el método FEM y puede calcular modos en cualquier tipo de cavidad o estructura.
- MOST: Multi-variable Optimization and Scanning Tool es una herramienta para optimizar valores y simular en un rango de valores.
- WinPLOT: Esta herramienta es solamente un "puente" que permite abrir y editar los diferentes gráficos que proporcionan los anteriores simuladores.

RSoft CAD Environment

Como hemos dicho, RSoft CAD Environment es el núcleo de la suite, siendo éste el programa donde se diseña la estructura a simular. Su interfaz es muy sencilla de entender: una barra superior con menús, otra lateral con las herramientas disponibles y un espacio central donde aparece la estructura en 2D o 3D, como podemos ver en la imagen A.1.

Aquí podremos diseñar nuestra estructura añadiendo materiales que RSoft proporciona en una biblioteca, podemos editar el dominio de simulación, añadir fuentes y editar su frecuencia o ancho de banda, dirección... establecer monitores en el espacio y seleccionar las medidas a realizar, variar el tamaño de la malla y el paso de tiempo. Una vez configurado todo solo hay que comenzar la simulación lanzando bien FemSIM o FullWAVE.

FullWAVE

El programa FullWAVE se encarga únicamente de la simulación, dejando la visualización de los resultados para WinPLOT. La interfaz, que podemos ver en la imagen A.2, se compone de una ventana central donde aparece la estructura simulada y una visualización en tiempo real del campo electromagnético y debajo una gráfica con el valor de los monitores. Estas visualizaciones son "borradoresz poco precisos, sirviendo solamente para tener una idea inicial de como se está comportando.

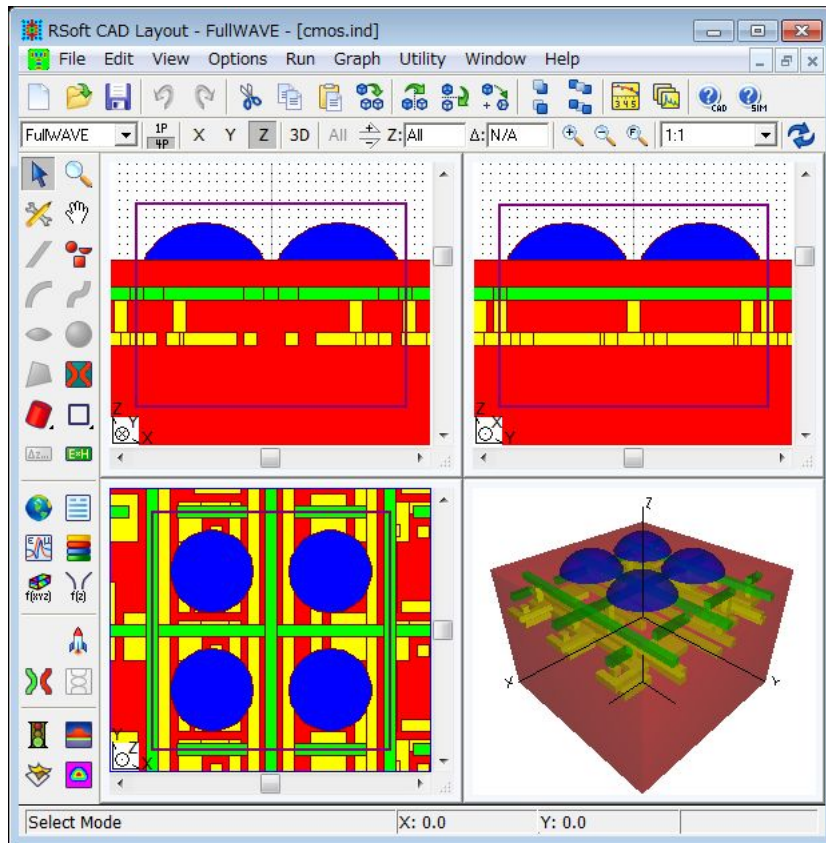


Figura A.1: Interfaz del programa CAD Environment

FemSIM

FemSIM es la herramienta utilizada para la resolución de modos. Está basada en el método FEM presentado anteriormente y puede calcular cualquier número de modos transversales o en cavidades. En este proyecto lo utilizaremos para calcular el índice efectivo del modo del plasmón de superficie en nuestra estructura dieléctrico-metal-aire. Con este índice efectivo podremos diseñar el *grating coupler*. En la imagen A.3 podemos ver la interfaz del programa. En la parte central vemos la estructura a simular y podemos ver el perfil del campo eléctrico o magnético del modo calculado y el índice efectivo de dicho modo.

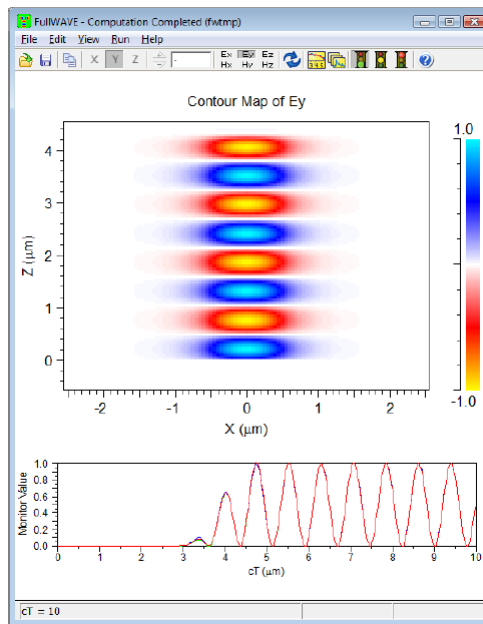


Figura A.2: Interfaz del programa FullWAVE

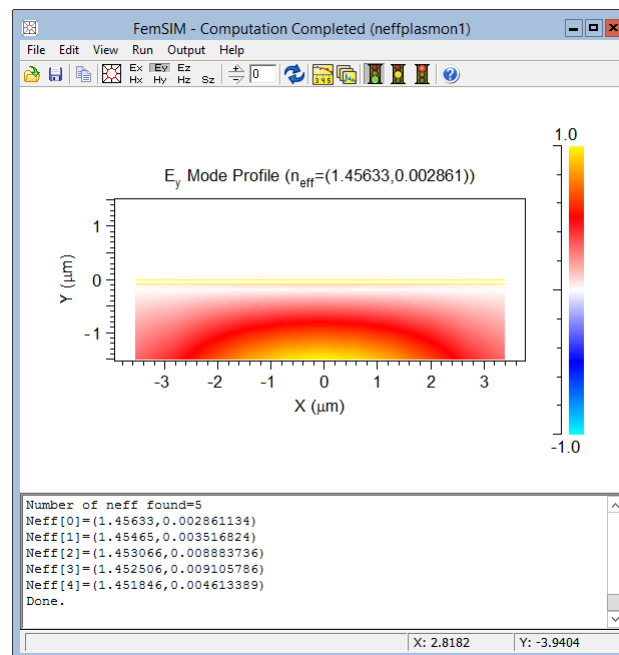


Figura A.3: Interfaz del programa FemSIM

Apéndice B

Diseño teórico de un grating coupler

Es este anexo explicaremos las características de un *grating coupler* y como diseñarlo para obtener un resultado deseado.

En la figura B.1 podemos ver un esquema de un *grating coupler* de dientes poco profundos en sustrato SOI. El grosor de la capa de óxido y de la de silicio están determinadas por el tipo de oblea, habiendo distintas combinaciones disponibles. A menudo se añade también una capa de revestimiento (*cladding* en inglés) para proteger la capa de silicio como se ve en la figura B.1.

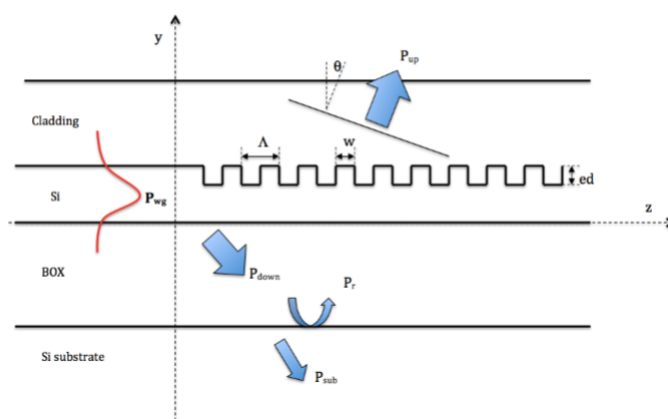


Figura B.1: Esquema de un *Grating coupler*.

En la figura:

- Δ denota el periodo de la rejilla, que representa la longitud del patrón que se repite.
- W denota el ciclo de trabajo, que es la anchura (*width*) de los dientes de la rejilla.
- ff denota lo que podríamos llamar factor de forma (*fill factor* en inglés), que se define como $ff = \Delta/W$.
- Θ denota el ángulo incidente del *grating coupler*, que es el ángulo entre la onda incidente y la normal a la superficie del *grating coupler*.
- ed denota la profundidad de los dientes de la rejilla. En inglés se denomina *etch depth*, lo que se podría traducir como profundidad del grabado o profundidad de los dientes, ya que la rejilla se realiza *excavando* en la superficie de silicio.

Podemos clasificar los *grating couplers* en función de dos características. Si nos centramos en la profundidad del grabado ed , podemos distinguir los *grating couplers* de grabado poco profundo donde ed es menor que el grosor de la capa de silicio, y de totalmente grabados, donde ed es igual que el grosor de la capa de silicio. Por otra parte, si observamos el ángulo Θ , distinguimos *gratings* verticales, cuando el haz incidente debe ser perpendicular a la superficie del acoplador, y *gratings* oblicuos, donde este haz forma un ángulo mayor que cero. En nuestro caso, diseñaremos un *grating coupler* de grabado poco profundo y oblicuo.

En el capítulo 5 vimos como conseguir una guía de ondas en el sustrato SOI, quedando una tira de silicio encima de la capa de óxido. Si orientamos nuestro sistema de coordenadas para que la interfaz entre el silicio y el revestimiento y entre el silicio y el óxido quede en el plano xz (mostrado en la figura B.2) y el modo guiado se propague en el eje z , entonces los vectores de las ondas incidente reflejada y transmitida quedarán en el plano yz . Así, el plano yz será el plano de incidencia. Los modos transversal eléctricos (TE) están definidos como aquellos que tienen el campo eléctrico perpendicular al plano de incidencia (eje x en nuestro caso) y los modos transversal magnético (TM) se definen como los que tienen el campo magnético perpendicular al plano de incidencia. En la práctica no encontramos modos TE o TM puros, sino cuasi-TE o cuasi-TM, pero en adelante omitiremos el prefijo cuasi.

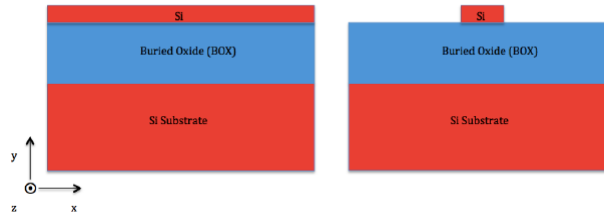


Figura B.2: Esquema de una guía de ondas en SOI

La constante de propagación β se utiliza para representar el comportamiento de los diferentes modos de la guía de ondas y se define:

$$\beta = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda_0} \cdot n_{eff} \quad (\text{B.1})$$

donde λ_0 denota la longitud de onda utilizada y n_{eff} denota el índice de refracción efectivo del modo. El índice efectivo se introduce para describir y comparar el confinamiento de los modos de la guía de ondas y se define como:

$$n_{eff} = \frac{c}{v_p} = \frac{\beta}{k_0} \quad (\text{B.2})$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío, v_p es la velocidad de grupo del modo y k_0 denota el vector de onda en espacio libre ($k_0 = 2\pi/\lambda$).

Ley de Bragg

En la figura B.3 se puede ver un esquema de la Ley de Bragg. Un vector de puntos se colocan en el aire con una separación d en la dirección del eje y . Una onda plana incide en la estructura periódica y es reflejada por cada punto de manera que la porción reflejada por la segunda línea de puntos recorre una distancia extra de $2d \sin(\Theta)$ comparada con la porción reflejada por la primera fila de puntos. Dependiendo de la condición de fase se formarán interferencias constructivas o destructivas. Las interferencias constructivas ocurrirán cuando la distancia extra sea igual a un número entero de veces la longitud de onda de la onda incidente, esto es:

$$2 \cdot d \cdot \sin(\Theta) = m \cdot \lambda \quad (\text{B.3})$$

donde m es un número entero, λ es la longitud de onda incidente y Θ es el ángulo de incidencia.

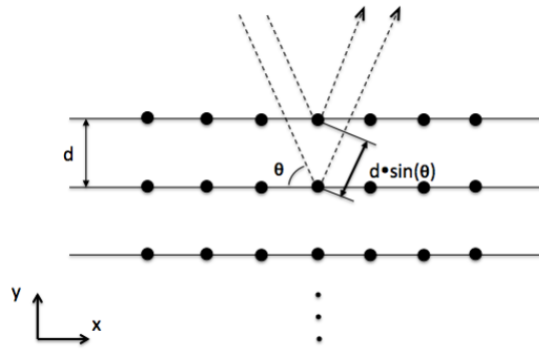


Figura B.3: Ley de Bragg

En nuestro caso, podemos simplificar el *grating coupler* a una estructura unidimensional y periódica. Asumiremos que la onda incidente es un modo propagándose por la guía de onda y su dirección de propagación está en el mismo plano que el *grating* y es perpendicular a los dientes del *grating*. La fórmula general de la condición de Bragg se puede escribir como:

$$\beta - k_z = m \cdot K \quad (\text{B.4})$$

donde β denota el vector de onda de la onda de entrada ($\beta = 2\pi n_{wg}/\lambda$), n_{wg} es el índice de refracción efectivo de la onda incidente, k_z es la componente del vector de onda de la onda difractada en la dirección de la onda incidente ($k_z = 2\pi n_c/\lambda$) y $K = 2\pi/\Delta$, que es determinada por la longitud del periodo de la estructura. Esta relación se puede apreciar en el diagrama de la fig.: B.4, donde se puede entender más fácilmente.

La difracción en un *grating coupler* se puede observar en las direcciones donde se consiguen interferencias constructivas. Cada difracción que se consigue con cierto valor de m se llama difracción de orden m :

$$n_{eff} \cdot \Delta - n_c \cdot \Delta \cdot \sin(\Theta) = m \cdot \lambda \quad (\text{B.5})$$

donde n_{eff} denota el índice efectivo del *grating*, n_c denota el índice efectivo del modo en el revestimiento (o el modo de la fibra en el caso de que haya una fibra óptica donde se acopla). Δ es el periodo del *grating*, Θ es el ángulo de difracción, λ es la longitud de onda de la luz incidente y m es un entero que indica el orden de la difracción. Normalmente, el orden utilizado es $m = 1$, por lo que la ecuación se puede simplificar como:

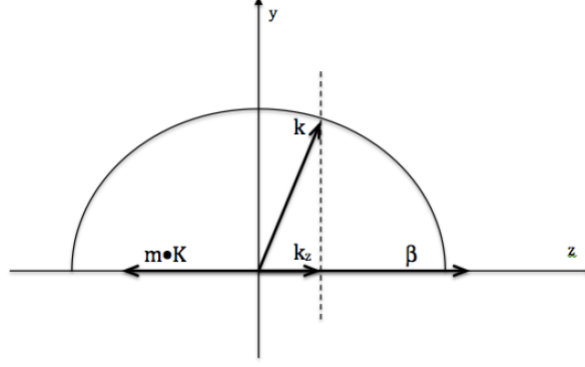


Figura B.4: Diagrama de la condición de Bragg

$$n_{eff} - n_c \cdot \sin(\Theta) = \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (\text{B.6})$$

Algo a considerar es que esta condición de Bragg solo es exacta cuando se trata de un *grating* infinito, lo que causará un comportamiento no ideal, pero al tratarse de estructuras tan pequeñas es factible diseñar un *grating* con suficientes periodos como para obtener un resultado muy cercano al ideal.

Índice Efectivo

Para calcular el índice efectivo en la guía de ondas del SOI existen dos métodos: el Método de Índice Efectivo (EIM, por sus siglas en inglés) es un método analítico con el que se puede aproximar el valor de forma teórica, por otro lado, el Método Finite-Difference Time-Domain (FDTD) se sirve de los simuladores para calcular de forma numérica este índice efectivo.

El EIM es útil porque permite un cálculo rápido bajo ciertas condiciones. Es conveniente siempre que se quiera una primera aproximación y se puedan realizar las simplificaciones pertinentes.

Por otro lado, al disponer de herramientas de simulación, el método FDTD permite calcular índices de estructuras más o menos complejas e incluso tridimensionales con mucha exactitud, algo que sería muy difícil mediante métodos analíticos. Para ello utilizaremos el programa FemSIM que forma parte de la suite de RSoft. En el anexo A se explica para qué sirve cada programa y una breve explicación de su interfaz.

Método de Índice Efectivo

Para nuestro estudio con Matlab, hemos recurrido al EIM ya que permite un cálculo rápido con las condiciones que tenemos. En este apartado explicaremos el desarrollo que sigue este método.

Para hallar el índice efectivo del *grating coupler* recurrimos a una simplificación. Mientras que la guía de ondas tiene una anchura típica de 500 nm, el *grating coupler* alcanza en la mayoría de los casos anchuras de 12 μm , lo que permite asumir que la anchura de la guía, en nuestro caso el *grating coupler*, de la que queremos calcular su índice efectivo es infinita o muy grande en comparación con la longitud de onda. Esto nos permite simplificar el cálculo del índice efectivo.

El procedimiento para calcular el índice efectivo del *grating coupler* consta de tres partes:

- Calcular el índice efectivo del trozo de *grating* sin excavar.
- Calcular el índice efectivo del trozo de *grating* excavado.
- Hallar el índice efectivo del *grating* completo teniendo en cuenta los dos anteriores.

Para calcular el índice efectivo de una guía de anchura infinita (guía *slab*) hemos seguido el proceso descrito en [27] utilizando el *script* de Matlab que desarrollaron y está incluido en el anexo 69.

Primero se definen los siguientes parámetros:

$$h_1 = \sqrt{n_1^2 - n_{eff}^2} \quad (\text{B.7})$$

$$g_2 = \sqrt{n_{eff}^2 - n_2^2} \quad (\text{B.8})$$

$$g_3 = \sqrt{n_{eff}^2 - n_3^2} \quad (\text{B.9})$$

Donde n_1 , n_2 y n_3 son los índices de refracción de la guía, el sustrato y el recubrimiento, respectivamente; y n_{eff} es el índice efectivo de la guía que queremos calcular. A continuación se definen las ecuaciones:

$$y_1 = \frac{\frac{g_1}{n_1^2} \cdot \left(\frac{g_2}{n_2^2} + \frac{g_3}{n_3^2}\right)}{\left(\frac{g_1}{n_1^2}\right)^2 - \frac{g_2 \cdot g_3}{n_2^2 \cdot n_3^2}} \quad (\text{B.10})$$

$$y_2 = \tan h_1 \cdot k_0 \cdot H \quad (\text{B.11})$$

Donde $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ y H es la altura de la guía. Una vez definidas, lo único que queda es igualarlas:

$$y_1 = y_2 \quad (\text{B.12})$$

Despejando obtenemos:

$$y_1 - y_2 = 0 \quad (\text{B.13})$$

Para resolver esta ecuación, necesitaremos que se cumplan dos condiciones:

- $h_1 \cdot k_0 \cdot H = \left(n + \frac{1}{2}\right) \cdot \pi$
- El numerador de y_2 sea cero.

Apéndice C

Modo de propagación del SPR

En este apéndice desarrollaremos las ecuaciones de Maxwell para estudiar la propagación de los plasmones de superficie.

C.0.1. Teoría de guías de onda planares en metal/dieléctrico

Para este estudio, los campos magnético y eléctrico estarán expresados como una suma de dos contribuciones: una parte representará potencia que se guía lo largo de la guía de onda y otra que representará la parte que se radia desde la guía de ondas de la manera siguiente:

$$E(r, t) = E_G(r, t) + E_R(r, t), \quad (\text{C.1})$$

$$H(r, t) = H_G(r, t) + H_R(r, t), \quad (\text{C.2})$$

donde G y R denotan guiada y radiada, respectivamente. La parte guiada, a su vez, puede ser expresada como una suma finita de modos guiados:

$$E_G(r, t) = \sum_j \alpha_j E_j(r, t), \quad (\text{C.3})$$

$$H_G(r, t) = \sum_j \alpha_j H_j(r, t), \quad (\text{C.4})$$

donde j es un número de modo ($j = 1, 2, \dots, M$) y α_j son las amplitudes de cada modo. Los campos de cada modo $E_j(r, t)$ y $H_j(r, t)$ son soluciones de las ecuaciones de Maxwell libres de fuentes:

$$\nabla \times E(r, t) + \mu \frac{\partial H(r, t)}{\partial t} = 0, \quad (\text{C.5})$$

$$\nabla \cdot (\mu H(r, t)) = 0, \quad (\text{C.6})$$

$$\nabla \times H(r, t) - \varepsilon_0 \varepsilon(r) \frac{\partial E(r, t)}{\partial t} = 0, \quad (\text{C.7})$$

$$\nabla \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon(r) H(r, t)) = 0, \quad (\text{C.8})$$

donde μ es la permeabilidad magnética, ε es la permitividad relativa (constante dieléctrica) del medio ε_0 es la permitividad del vacío. Para materiales no magnéticos, la permeabilidad magnética μ es igual a la del vacío.

Asumiendo una guía de ondas con materiales lineales e isotrópicos, podemos reducir las ecuaciones de Maxwell a las ecuaciones vectoriales:

$$\Delta E(r, t) - \varepsilon_0 \varepsilon(r) \mu_0 \frac{\partial^2 E(r, t)}{\partial t^2} = \nabla(E(r, t) \cdot \nabla \ln(\varepsilon_0 \varepsilon(r))), \quad (\text{C.9})$$

$$\Delta H(r, t) - \varepsilon_0 \varepsilon(r) \mu_0 \frac{\partial^2 H(r, t)}{\partial t^2} = (\nabla \times E) \times (\nabla \ln(\varepsilon_0 \varepsilon(r))), \quad (\text{C.10})$$

Si asumimos que la guía es constante en la dirección del eje z , y la dependencia temporal de los vectores de campo es de la forma $\exp(-i\omega t)$, donde ω es la frecuencia angular e $i = \sqrt{-1}$, los campos de cada modo pueden expresarse de esta manera:

$$E = e(r, t) \exp(i(\beta z - \omega t)) = \{e_t(x, y) + e_z(x, y)z_0\} \exp(i(\beta z - \omega t)), \quad (\text{C.11})$$

$$H = h(r, t) \exp(i(\beta z - \omega t)) = \{h_t(x, y) + h_z(x, y)z_0\} \exp(i(\beta z - \omega t)), \quad (\text{C.12})$$

donde β denota la constante de propagación de un modo y el subíndice t denota la componente transversal del vector de campo. Para los campos modales descritos en las ecuaciones C.11 y C.12, las ecuaciones de onda vectoriales se pueden reducir a:

$$\{\Delta_t + \omega^2 \varepsilon \varepsilon_0 \mu_0 - \beta^2\} e = -\{\nabla_t + i\beta z\} \{e_t \nabla_t \ln(\varepsilon \varepsilon_0)\}, \quad (\text{C.13})$$

$$\{\Delta_t + \omega^2 \varepsilon \varepsilon_0 \mu_0 - \beta^2\} h = -(\nabla_t \ln(\varepsilon \varepsilon_0)) \times (\{\nabla_t + i\beta z\} e). \quad (\text{C.14})$$

Estas ecuaciones de vectores de onda son una reestructuración de las ecuaciones de Maxwell para un perfil de índice refractivo aleatorio. Sujetas a los requisitos a los que estos campos están sujetos siempre y a una atenuación suficientemente rápida a distancias grandes, estas ecuaciones contienen toda la información necesaria para determinar los campos modales y la constante de propagación de todos los modos de la guía.

Consideremos una guía de ondas óptica formada por tres medios homogéneos con un perfil de permitividad:

$$\varepsilon(x) = \varepsilon_3 = n_3^2, x > d, \quad (\text{C.15})$$

$$\varepsilon(x) = \varepsilon_2 = n_2^2, -d \leq x \leq d, \quad (\text{C.16})$$

$$\varepsilon(x) = \varepsilon_1 = n_1^2, x < -d, \quad (\text{C.17})$$

Donde d es la mitad del grosor de la guía de onda y ε_i y n_i ($i = 1, 2, 3$) son en general permitividades complejas e índices de refracción. Orientando los ejes cartesianos como en la figura C.1, los campos vectoriales dependen solo de x y z y las ecuaciones C.11 y C.12 se pueden escribir como:

$$E = e(x) \exp(i(\beta z - \omega t)), \quad (\text{C.18})$$

$$H = h(x) \exp(i(\beta z - \omega t)), \quad (\text{C.19})$$

En cada medio, el término $\nabla_t \ln \varepsilon$ desaparece y los componentes de cada eje cartesiano satisfacen una ecuación de onda simplificada:

$$\{\Delta_t + \omega^2 \varepsilon \varepsilon_0 \mu_0 - \beta^2\} e_i = 0, \quad (\text{C.20})$$

$$\{\Delta_t + \omega^2 \varepsilon \varepsilon_0 \mu_0 - \beta^2\} h_i = 0, \quad (\text{C.21})$$

donde $i = x, y, z$. La solución de las ecuaciones C.20 y C.21 lleva a dos conjuntos linealmente independientes de modos.

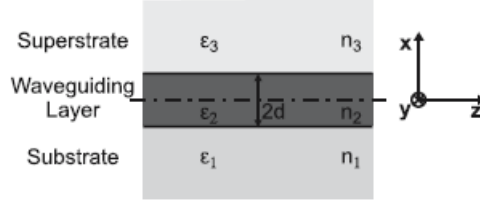


Figura C.1: Sección de una guía de onda plana con saltos de índice

Un conjunto con $h_z = 0$, llamado transversal magnético (TM); el otro conjunto con $e_z = 0$, llamado transversal eléctrico (TE). Sustituyendo los perfiles de campo de las ecuaciones C.18 y C.19 en las ecuaciones C.20 y C.21 respectivamente, lleva a las componentes transversales de los vectores de campo:

$$\frac{\partial^2 e_y(x)}{\partial x^2} + (\omega^2 \varepsilon \varepsilon_0 \mu_0 - \beta^2) e_y(x) = 0; \text{ for the TE modes ,} \quad (\text{C.22})$$

$$\frac{\partial^2 h_y(x)}{\partial x^2} + (\omega^2 \varepsilon \varepsilon_0 \mu_0 - \beta^2) h_y(x) = 0; \text{ for the TM modes .} \quad (\text{C.23})$$

En cada medio la solución de la onda de las ecuaciones y se pueden expresar como una combinación lineal de funciones: $\exp(i\kappa_i x)$ y $\exp(-i\kappa_i x)$, donde $\kappa_i = \omega^2 \varepsilon_i \varepsilon_0 \mu_0 - \beta^2$ ($i = 1, 2, 3$). Las demás componentes no nulas de los campos vectoriales se pueden determinar de las ecuaciones C.5 y C.7. Esto deja:

$$\text{TE modes:} \quad e_y(x) = a_i^+ \exp(i\kappa_i x) + a_i^- \exp(-i\kappa_i x), \quad (\text{C.24})$$

$$h_x(x) = \frac{\beta}{\mu_0 \omega} [a_i^+ \exp(i\kappa_i x) + a_i^- \exp(-i\kappa_i x)], \quad (\text{C.25})$$

$$h_z(x) = -\frac{\kappa_i}{\mu_0 \omega} [a_i^+ \exp(i\kappa_i x) - a_i^- \exp(-i\kappa_i x)], \quad (\text{C.26})$$

$$\text{TM modes:} \quad h_y(x) = b_i^+ \exp(i\kappa_i x) + b_i^- \exp(-i\kappa_i x), \quad (\text{C.27})$$

$$e_x(x) = -\frac{\beta}{\varepsilon_i \varepsilon_0 \omega} [b_i^+ \exp(i\kappa_i x) + b_i^- \exp(-i\kappa_i x)], \quad (\text{C.28})$$

$$e_z(x) = \frac{\kappa_i}{\varepsilon_i \varepsilon_0 \omega} [b_i^+ \exp(i\kappa_i x) - b_i^- \exp(-i\kappa_i x)], \quad (\text{C.29})$$

Fuera de la capa de la guía de ondas, los campos modales de la guía de ondas son descritos por una sola de estas soluciones, y decaen exponencialmente con la distancia de separación de la guía. En consecuencia, en cada par de amplitudes a_1^+ y a_1^- y a_3^+ y a_3^- , una amplitud es igual a cero en los modos TE, y en cada par de amplitudes b_1^+ y b_1^- y b_3^+ y b_3^- , una amplitud es igual a cero para los modos TM. Las condiciones de contorno de las ecuaciones de Maxwell requieren que las componentes de los vectores de intensidad del campo magnético y eléctrico paralelos a los límites de la capa de la guía de onda sean continuos en los límites ($x = d$ y $x = -d$). Estas condiciones presentan una serie homogénea de cuatro ecuaciones con cuatro amplitudes incógnitas, que resulta una una solución no nula solamente si el determinante de la matriz de los coeficientes es igual a cero.

Este requisito lleva a las ecuaciones de valor propio:

$$\tan(\kappa d) = \frac{\gamma_1 \frac{1}{\kappa} + \gamma_3 \frac{3}{\kappa}}{1 - \left(\frac{\gamma_1}{\kappa}\right)\left(\frac{\gamma_3}{\kappa}\right)}; \text{ for the TE modes ,} \quad (\text{C.30})$$

$$\tan(\kappa d) = \frac{\gamma_1 \frac{\varepsilon_2}{\kappa \varepsilon_1} + \gamma_3 \frac{\varepsilon_2}{\kappa \varepsilon_3}}{1 - \left(\frac{\gamma_1 \varepsilon_2}{\kappa \varepsilon_1}\right)\left(\frac{\gamma_3 \varepsilon_2}{\kappa \varepsilon_3}\right)}; \text{ for the TM modes ,} \quad (\text{C.31})$$

donde $\kappa^2 = \omega^2 \varepsilon_2 \varepsilon_0 \mu_0 - \beta^2$ y $\gamma_{1,3}^2 = \beta^2 - \omega^2 \varepsilon_{1,3} \varepsilon_0 \mu_0$.

Después de resolver las ecuaciones C.30 y C.31, los perfiles de campo se pueden determinar sustituyendo los valores de las constantes de propagación de los modos β en las condiciones de contorno y calculando las amplitudes a_i^+ y a_i^- para los modos TE, y b_i^+ y b_i^- para los modos TM ($i = 1, 2, 3$). Si el medio que constituye la guía es sin pérdidas ($\varepsilon_1, \varepsilon_2$ y ε_3 son números reales y positivos), las constantes de propagación son también reales. Las constantes de propagación de los modos de una guía de ondas que contiene materiales absorbentes (por ejemplo metal), son complejas. La constante de propagación está relacionada con el índice efectivo modal n_{ef} y con la atenuación modal b como sigue:

$$n_{ef} = \frac{c}{\omega} \text{Re}\{\beta\} \quad (\text{C.32})$$

$$b = \text{Im}\{\beta\} \frac{0,2}{\ln(10)} \quad (\text{C.33})$$

donde $\text{Re}\{\}$ y $\text{Im}\{\}$ denotan la parte real e imaginaria de un número complejo respectivamente, y c denota la velocidad de la luz en el vacío. La atenuación modal b está en dBcm^{-1} si β se da en m^{-1} .

C.0.2. Plasmones de superficie en guías Metal-Dieléctrico

Una guía de ondas consistente en un metal semiinfinito con una permitividad compleja $\varepsilon_m = \varepsilon'_m + i\varepsilon''_m$, y un dieléctrico semiinfinito de permitividad $\varepsilon_d = \varepsilon'_d + i\varepsilon''_d$ donde ε'_i e ε''_i son las partes real e imaginaria de ε_i (i es d o m), véase la ilustración C.2, puede ser el caso límite de la guía de tres capas vista en el apartado anterior, con un sustrato metálico, un recubrimiento dieléctrico y la capa que guía la onda con un grosor igual a cero.



Figura C.2: Una guía de ondas de metal-dieléctrico

La constante de propagación de los modos guiados en una estructura como esa son las soluciones de las ecuaciones C.30 y C.31, done para un valor $d = 0$ se pueden reescribir como:

$$\gamma_m = -\gamma_d; \text{ for the TE modes ,} \quad (\text{C.34})$$

$$\frac{\gamma_m}{\varepsilon_m} = -\frac{\gamma_d}{\varepsilon_d}; \text{ for the TM modes ,} \quad (\text{C.35})$$

donde $\gamma_i^2 = \beta^2 - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_i$ (i es m o d). Mientras que la ecuación de valor propio para los modos TE no da ninguna solución que pueda representar un modo guiado, la ecuación de los modo TM se puede reducir a:

$$\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}} = k \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}}, \quad (\text{C.36})$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío y $k = 2\pi/\lambda$ es el número de onda en espacio libre, donde λ es la longitud de onda en espacio libre. Para un metal y dieléctrico sin pérdidas ($\varepsilon_d'' = \varepsilon_m'' = 0$). las ecuaciones C.35 y C.36 representan un modo guiado siempre que las permitividades ε_m' y ε_d' sean de signos contrarios y que $\varepsilon_m' < -\varepsilon_d'$. A este modo guiado se le llama a veces modo Fano [8]. Como la permitividad del dieléctrico es generalmente positiva, la parte real de la permitividad del metal tiene que ser negativa. Para metales que siguen el modelo de electrón libre:

$$\varepsilon_m = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\nu}\right), \quad (\text{C.37})$$

donde ν es la frecuencia de colisión y ω_p es la frecuencia de plasma:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m_e}}, \quad (\text{C.38})$$

donde N es la concentración de electrones libres, y e y m_e son la carga y la masa del electrón. Este requisito solo se cumple para frecuencias menores que la frecuencia de plasma del metal. Como se ve en la figura C.3, metales como el oro, la plata y el aluminio tienen una parte real de la permitividad negativa en las regiones del espectro visible y cercanas al infrarrojo.

La absorción, que en la realidad siempre existe, introduce una parte imaginaria no nula en la permitividad de los metales, figura C.3 (parte de abajo), y permiten la existencia de modos incluso para $\varepsilon_m' > -\varepsilon_d'$. A estos modos también se les conoce como modos evanescentes. Tienen una atenuación muy alta y por ello son menos importantes en la práctica.

Si la parte real de la permitividad del metal es negativa y su magnitud es mucho mayor que la de la parte imaginaria $|\varepsilon_m'| \gg \varepsilon_m''$, la constante de propagación compleja del plasmón de superficie dado en la ecuación C.36 se puede expresar como:

$$\beta = \beta' + i\beta'' \doteq \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}} + i \frac{\varepsilon_m''}{2(\varepsilon_m')^2} \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_m' \varepsilon_d}{\varepsilon_m' + \varepsilon_d}\right)^{3/2}, \quad (\text{C.39})$$

donde β' y β'' denotan las partes real e imaginaria de la constante de propagación β . Como se desprende de la ecuación C.39, la parte imaginaria de la permitividad del metal ε_m'' causa que la constante de propagación del plasmón de superficie tenga una parte imaginaria no nula, lo que se asocia con la atenuación del plasmón. Muchas veces, la atenuación está caracterizada por la longitud de propagación L , que se define como la distancia en la dirección de propagación a la que la energía del plasmón disminuye por un factor de $1/e$:

$$L = 1/[2\beta''] \quad (\text{C.40})$$

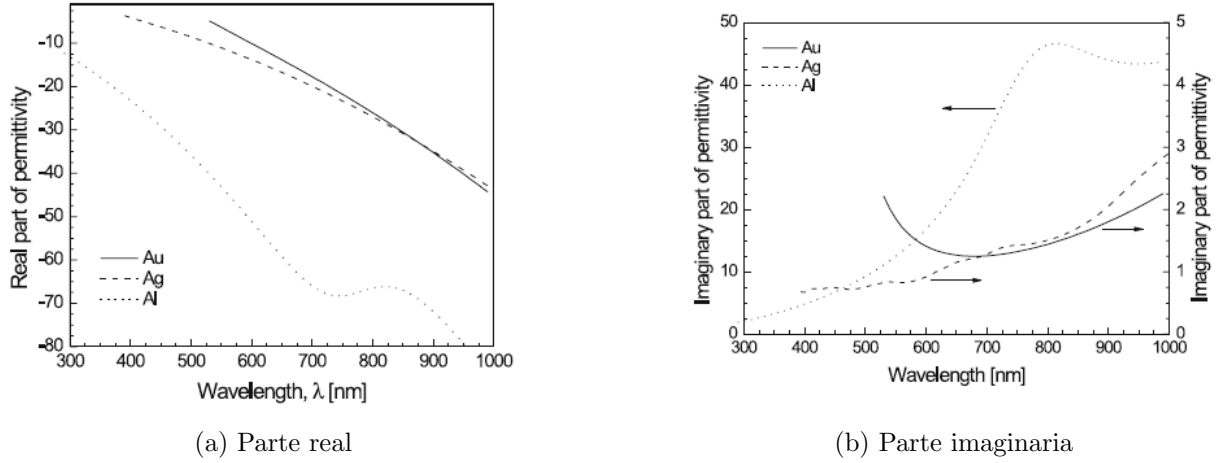


Figura C.3: Permittividad del oro, plata y aluminio en función de la longitud de onda.

C.0.3. Excitación de los plasmones

El procedimiento más utilizado para la excitación de los plasmones de superficie es sin lugar a dudas la utilización de un acoplador de prisma y el método de reflexión total atenuada (ATR por sus siglas en inglés). Existen dos configuraciones para llevar a cabo el método ATR, pero la más utilizada es la geometría Kretschmann, que se presentó en el capítulo 5. Volvemos a mostrar en la figura C.4 la estructura básica de esta configuración:

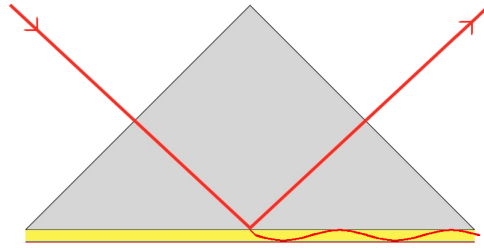


Figura C.4: Esquema de la configuración Kretschmann

Cuando la luz que se propaga por el prisma incide en el metal, parte es reflejada hacia el prisma y parte se propaga en el metal en forma de una onda electromagnética no homogénea que decae exponencialmente. A esta onda se le conoce también como onda evanescente. Si el metal es lo suficientemente fino (menos de 100 nm en el espectro visible e infrarrojo), la onda evanescente penetra a través del metal y acopla con el plasmón de superficie en el lado opuesto del metal. La constante de propagación del plasmón de superficie β^{SP} también está influenciada por el dieléctrico que haya por encima del metal, y esto se puede expresar como:

$$\beta^{SP} = \beta^{SP_0} + \Delta\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}} + \Delta\beta \quad (\text{C.41})$$

Donde β^{SP_0} es la constante de propagación del plasmón de superficie propagándose en la interfaz metal-dieléctrico en ausencia del prisma y $\Delta\beta$ modelará el grosor finito del metal y la presencia del prisma.

Para que exista acoplo entre la onda evanescente y el plasmón de superficie, la constante de propagación de la onda evanescente β^{EW} y la del plasmón de superficie β^{SP} tienen que ser iguales:

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_p \sin(\Theta) = k_z = \beta^{EW} = \text{Re}\{\beta^{SP}\} = \text{Re}\left\{\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}} + \Delta\beta\right\} \quad (\text{C.42})$$

En términos de índices de refracción, la condición de acoplamiento se puede escribir como:

$$n_p \sin(\Theta) = n_{ef}^{EW} = n_{ef}^{SP} = \text{Re}\left\{\sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}}\right\} + \Delta n_{ef}^{SP} \quad (\text{C.43})$$

donde n_{ef}^{EW} es el índice efectivo de la onda evanescente, n_{ef}^{SP} es el índice efectivo del plasmón de superficie y $\Delta n_{ef}^{SP} = \text{Re}\{\Delta\beta\lambda/2\pi\}$. La condición de acoplamiento se ilustra en la figura C.5, que muestra el índice efectivo del plasmón de superficie para diferentes longitudes de onda en una interfaz oro-aire con un prisma de cristal de sílice (SiO_2). Para cada longitud de onda, la condición de acoplamiento ocurre con un ángulo de incidencia, que va disminuyendo conforme aumenta la longitud de onda.

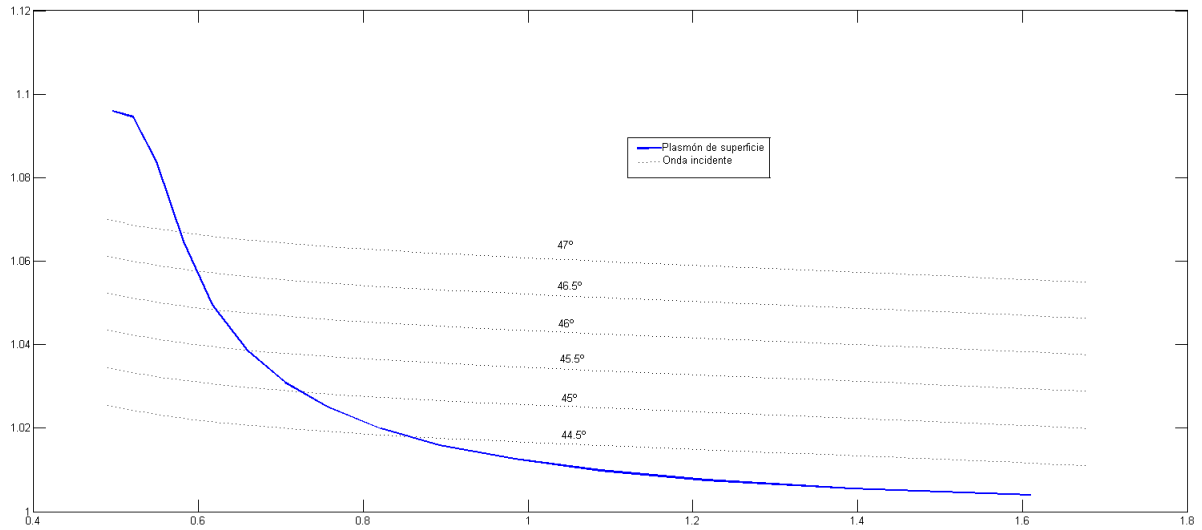


Figura C.5: Dependencia del índice efectivo del plasmón de superficie en una interfaz oro-aire y el índice efectivo de una onda evanescente producida entre el oro y un prisma de sílice (SiO_2) con varios ángulos de incidencia.

La interacción entre la onda incidente y el plasmón de superficie con el método ATR se puede investigar mediante utilizando la teoría de reflexiones multicapa de Fresnel. Asumiendo una onda plana incidente y una estructura prisma-metal-dieléctrico, la amplitud de la luz reflejada A_R puede ser expresada como:

$$A_R = r_{pmd} A_I = |r_{pmd}| e^{i\phi} A_I \quad (\text{C.44})$$

donde A_I es la amplitud de la onda de luz incidente, r_{pmd} es un coeficiente de reflexión y ϕ es un cambio de fase. El coeficiente de reflexión es:

$$r_{pmd} = \frac{r_{pm} + r_{md} \exp(2ik_{mx}q)}{1 + r_{pm}r_{md} \exp(2ik_{mx}q)} \quad (\text{C.45})$$

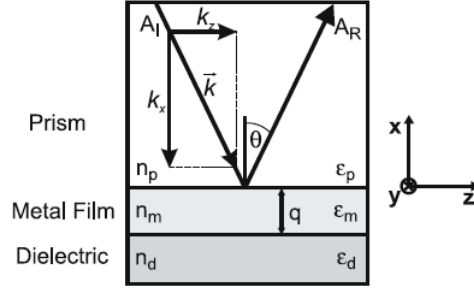


Figura C.6: Reflexión de la luz en la geometría de Kretschmann con el método ATR

donde:

$$k_{ix} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \varepsilon_i - k_z^2} \quad (\text{C.46})$$

$$r_{ij} = \frac{\varepsilon_j k_{ix} - \varepsilon_i k_{jx}}{\varepsilon_j k_{ix} + \varepsilon_i k_{jx}}; \text{ for the TM polarization,} \quad (\text{C.47})$$

$$r_{ij} = \frac{k_{ix} - k_{jx}}{k_{ix} + k_{jx}}; \text{ for the TE polarization,} \quad (\text{C.48})$$

donde i y j son p , m o d . La reflectividad (coeficiente de reflexión de potencia) de la estructura R es:

$$R = |r_{pmd}|^2 \quad (\text{C.49})$$

Apéndice D

Scripts

D.1. *Script* de MATLAB para el estudio de la reflectividad

```
theta = degtorad(40:0.01:55);
lambda = 699e-9; % (1.885 - theta * 8.49e-3) * 1e-6;
rpmd = zeros(1, length(theta));

q = 50e-9;
Ed = 1.0^2; % Dielectrico
Em = -14.970 + 1i * 1.3106; % Metal
Ep = 1.4553^2; % Cristal

for p=1:length(theta)
    kz = (sin(theta(p)) * 2 * pi * sqrt(Ep)) / (lambda);
    kmx = sqrt(Em * (2 * pi / lambda)^2 - kz^2);
    kdx = sqrt(Ed * (2 * pi / lambda)^2 - kz^2);
    kpx = sqrt(Ep * (2 * pi / lambda)^2 - kz^2);
    rmd = (Ed * kmx - Em * kdx) / (Ed * kmx + Em * kdx);
    rpm = (Em * kpx - Ep * kmx) / (Em * kpx + Ep * kmx);
    rpmd(p) = (rpm + rmd * exp(2 * 1i * kmx * q)) / (1 + rpm * rmd * exp(2 * 1i * kmx * q));
end

R = abs(rpmd).^2;
plot(theta * 180 / pi, R, 'b')
```

D.2. *Script* de MATLAB para el diseño del *grating coupler*

```
%Calculates the period given ed and ff

%Anchura de la guia
T_wg = 0.25;
%Anchura del sustrato
T_SiO2 = 3;
%Longitud de onda
lambda = 1550nm;
%Angulo de acoplamiento
theta = 44.24;
%Profundidad de los dientes
ed = 0.08;
%Factor de forma
ff = 0.5;

%Indice del sustrato/recubrimiento
nc = 1.444;
%Indice de la guia
nw = 3.4777;

%Calculo del indice efectivo mediante EIM
neffs1 = slab_neff_tm(lambda, T_wg, nw, nc, nc, false);
neff1 = max(neffs1);
neffs2 = slab_neff_tm(lambda, (T_wg-ed), nw, nc, nc, false);
neff2 = max(neffs2);
neff = ff*neff1+(1-ff)*neff2;

%Calculo del periodo
Period = lambda/(neff-nc*sin(deg2rad(theta)));
```

D.3. *Script* de MATLAB para el cálculo del índice efectivo en una guía *slab*

```
% Copyright (c) 2012, Wouter Westerveld (Delft University of Technology)
%
% Permission is hereby granted, free of charge, to any person obtaining a
% copy of this software and associated documentation files (the
% "Software"), to deal in the Software without restriction, including
% without limitation the rights to use, copy, modify, merge, publish,
% distribute, sublicense, and/or sell copies of the Software, and to permit
% persons to whom the Software is furnished to do so, subject to the
% following conditions:
% Authors of scientific papers with results that benefitted from this
% Software shall cite the original paper: W.J. Westerveld, S.M. Leinders,
% K.W.A. van Dongen, H.P. Urbach, M. Yousefi, "Extension of Marcatili's
% Analytical Approach for Rectangular Silicon Optical Waveguides", IEEE/OSA
% Journal of Lightwave Technology, vol. 30, pp. 2388–2401, July 2012.
% The above copyright notice and this permission notice shall be included
% in all copies or substantial portions of the Software.
%
% Websites: www.optica.tudelft.nl / www.waveguide.sourceforge.net.
%
```

```
function neff_values = slab_neff_tm(10, H, n1, n2, n3, do_plot)
```

```
    if nargin <= 3
        n1 = 3.476;
        n2 = 1.444;
        n3 = 1;
    end
```

```
end
```

```
    if nargin < 6
        do_plot = false;
    end
```

```
    %
    % Formula's similar to Liu eq 2.50–2.52 and 2.61 (TM)
    % h1 here is h1/k in Liu
```

```
    % Domain to be looked at:
```

```
    k0 = 2*pi / 10;
```

```
    neff_min = max([n2 n3]);
    neff_max = n1;
```

```
    % find discontinuities of the tangent:
    %
```

```

% tan(x) = (n+.5) * pi
%
% x = sqrt(n1^2 - neff^2) * k0 * H

h1_min = sqrt(n1^2 - neff_max^2);
h1_max = sqrt(n1^2 - neff_min^2);

discont_min_i = ceil((h1_min * k0 * H)/pi - 0.5);
discont_max_i = floor((h1_max * k0 * H)/pi - 0.5);

discont_i = [discont_min_i:discont_max_i];

discont_h1 = (discont_i + 0.5) * pi / (k0 * H);

discont_neff = sqrt(n1^2 - discont_h1.^2);

% find discontinuities of the gamma2 function:

A = 1/n1^8 - 1/(n2^4*n3^4);
B = n3^2/(n2^4*n3^4) + n2^2/(n2^4*n3^4) - 2 * 1/n1^6;
C = 1/n1^4 - 1/(n2^2*n3^2);

if (B^2 >= 4*A*C)
    discont_g2_neff_square_plus = (-B + sqrt(B^2 - 4*A*C)) / (2*A);

    if discont_g2_neff_square_plus > 0
        discont_g2_neff_plus = sqrt(discont_g2_neff_square_plus);
        if (discont_g2_neff_plus > neff_min) && (discont_g2_neff_plus < neff_max)
            discont_neff = [discont_neff discont_g2_neff_plus];
        end
    end

    discont_g2_neff_square_min = (-B - sqrt(B^2 - 4*A*C)) / (2*A);
    if discont_g2_neff_square_min > 0
        discont_g2_neff_min = sqrt(discont_g2_neff_square_min);
        if (discont_g2_neff_min > neff_min) && (discont_g2_neff_min < neff_max)
            discont_neff = [discont_neff discont_g2_neff_min];
        end
    end
end

% Find zeros for each interval

boundary = sort([neff_min discont_neff neff_max]);
find_delta = 1e-7;
boundary_delta = 1e-6;
options = optimset('TolX', find_delta);

```



```

neff_values = [];

for i = 2:length(boundary)

    boundary_left = boundary(i-1) + boundary_delta;
    boundary_right = boundary(i) - boundary_delta;

    if (boundary_right > boundary_left)
        if sign(slab_neff_f_tm(boundary_left, l0, H, n1, n2, n3)) ~= sign
            neff_v = fzero(@(neff)slab_neff_f_tm(neff, l0, H, n1, n2, n3))
            neff_values = [neff_values neff_v];
        end
    end
end

end

% plot
if do_plot

    ax_neff = linspace(max([n2 n3]), n1, 1000);

    n = length(ax_neff);
    r3 = zeros(n, 1);

    for i = 1:n
        neff = ax_neff(i);
        r3(i) = slab_neff_f_tm(neff, l0, H, n1, n2, n3);
    end

    end

    figure();
    plot(ax_neff, r3, 'LineWidth', 2);
    grid on;

    hold on;
    plot(boundary, zeros(length(boundary), 1), 'kx', 'LineWidth', 2, 'MarkerSize', 10);
    plot(neff_values, zeros(length(neff_values), 1), 'ko', 'LineWidth', 2, 'MarkerSize', 10);

    xlabel('n_{eff}');
    ylabel('LHS--RHS');
    xlim([min(ax_neff) max(ax_neff)]);
    ylim([-10 10]);
    legend('LHS--RHS', 'Discontinuities', 'Solutions')
    title('Semianalytical solution to the slab waveguide n_{eff} equation')

end

```

end

```
% slab_neff_f_tm - Function to solve the slab waveguide neff, y=0.  
%  
% y = slab_neff_f_tm(neff, l0, H, n1, n2, n3)  
%  
% See slab_neff_tm for documentation.  
%  
% (c) 2011, Wouter Westerveld  
%
```

```
function y = slab_neff_f_tm(neff, l0, H, n1, n2, n3)
```

```
    k0 = 2*pi / l0;
```

```
    g1 = sqrt(n1^2 - neff^2);
```

```
    g2 = sqrt(neff^2 - n2^2);
```

```
    g3 = sqrt(neff^2 - n3^2);
```

```
    y1 = ((g1/n1^2) .* ((g2/n2^2) + (g3/n3^2))) ./ ((g1/n1^2).^2 - (g2.*g3));
```

```
    y2 = tan(g1 * k0 * H);
```

```
    y = y1 - y2;
```

end

Bibliografía

- [1] Centre for Advanced Photonics & Process Analysis. *What is Photonics?* URL: <http://www.cappa.ie/about-cappa/what-is-photonics/>.
- [2] Stewart E. Miller. *Integrated Optics: An Introduction*. Nueva York, Nueva York: Bell Labs Technical Journal, 1969.
- [3] I. Nakao et al. J. Shibata. *Monolithic integration of an InGaAsP/InP laser diode with heterojunction bipolar transistors*. Applied Physics Letters, 1984.
- [4] H.G. Bach. *Ultra high-speed photodetectors and photoreceivers for telecom and datacom also aiming at THz applications*. Copenhagen, Denmark: Conference on Integrated Optics ECIO 2007, 2007.
- [5] M. Vachon et al. A. Densmore. *Silicon photonic wire biosensor array for multiplexed real-time and label-free molecular detection*. Opt. Lett., vol. 34, no. 23, 2009.
- [6] Duyne R. P. Van Jeanmaire D. L. «Surface Raman electrochemistry. Part 1». En: (1977).
- [7] D. Maystre M. C. Hutley. «The total absorption of light by a diffraction grating». En: (1976).
- [8] Jiří Homola. *Surface Plasmon Resonance Based Sensors, Vol. 4*. Praga, Republica Checa: Springer, 2006.
- [9] Robert G. Hunsperger. *Integrated Optics: Theory and Technology*. Newark, Nueva Jersey: Springer, 2009.
- [10] Oriol Gili de Villasante. «Design and Simulation of Vertical Grating Coupler for Photonic Integrated System-in-Package». Tesis doct. 2010.
- [11] W. Streifer W. Stutius. «Silicon Nitride films on silicos for optical waveguides». En: (1997).
- [12] LightCounting. *Success of Silicon Photonics Accelerates Progress Across a Wide Range of Optical Component Technologies*. URL: http://www.lightcounting.com/News_100616.cfm.
- [13] R. W. Wood. «On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum». En: (1902).
- [14] U. Fano. «The Theory of Anomalous Diffraction Gratings and of Quasi-Stationary Waves on Metallic Surfaces (Sommerfeld's Waves)». En: (1941).
- [15] T. Turbadar. «Complete Absorption of Light by Thin Metal Films». En: (1959).
- [16] A. Otto. «Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection». En: (1968).
- [17] William Challener Dror Sarid. *Modern Introduction to Surface Plasmons*. Cambridge, Reino Unido: Cambridge University Press, 2010.
- [18] Ingemar Lunström Bo Liedberg Claes Nylander. «Surface plasmon resonance for gas detection and biosensing». En: (1983).

- [19] J.A. Marquart. *SPR pages: suppliers*. URL: <http://www.sprpages.nl/suppliers>.
- [20] Jiří Homola. «Surface Plasmon Resonance Sensors for Detection of Chemical and Biological Species». En: (2008).
- [21] Shankar Selvaraja y Peter Verheyen Ananth Z. Subramanian. «Near-Infrared Grating Couplers for Silicon Nitride Photonic Wires». En: (2012).
- [22] Xiaoguang Tu et al. Huijuan Zhang Chao Li. «Efficient silicon nitride grating coupler with distributed Bragg reflectors». En: (2014).
- [23] The University of Texas at El Paso. *EE 5320 Computational Electromagnetics*. URL: <http://emlab.utep.edu/ee5390cem.htm>.
- [24] Synopsys. *Synopsys RSoft Solutions: The Source for Photonic & Network Design Software*. Synopsys, 2014.
- [25] Synopsys. *RSoft: FullWAVE*. Synopsys, 2014.
- [26] Synopsys. *RSoft: CAD Environment*. Synopsys, 2014.
- [27] S.M. Leinders et al. W.J. Westerveld. «Extension of Marcatili's Analytical Approach for 220 nm high waveguides in SOI technology». En: (2012).
- [28] Prof. Franz Kärtner. *Fundamentals of Photonics: Quantum Electronics, Chapter 1*. 2006. URL: <http://ocw.mit.edu/courses/electrical-engineering-and-computer-science/6-974-fundamentals-of-photonics-quantum-electronics-spring-2006/lecture-notes/chapter1.pdf>.
- [29] Luis Francisco Zavargo Peche. «Análisis y diseño de dispositivos fotónicos usando series de Fourier». Tesis doct. Universitat Politècnica de Catalunya - Technische Universität Berlin, 2012. URL: <http://www.ic.uma.es/repository/fileDownloader?rfname=007e3492-cf4c-42ee-bb05-aa6891394318.pdf>.
- [30] Wim Boagerts. *Lecture: Coupling light to silicon photonic circuits*. 2009.
- [31] Nicolas Bonod Stefan Enoch. *Plasmonics: From basics to Advanced Topics*. Marsella, Francia: Springer, 2012.
- [32] Günter Gaultitz Jiří Homola Sinclair S. Yee. «Surface plasmon resonance sensors: review». En: (1999).
- [33] Jinsheng Xiao Yuan Yao Benshun Yi y ZhaoHui Li. «Surface Plasmon Resonance Biosensors and its Applications». En: (2007).