



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**“Fabricación y caracterización de guías de onda planas en
sílice de alta pureza producidas por implantación de iones
de carbono”**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

P R E S E N T A:

José Miguel Zárate Reyes



**DIRECTOR DE TESIS:
Dr. Erick Flores Romero
Cd. Universitaria, D.F. 2014**



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

1. Datos del alumno.
Zárate
Reyes
José Miguel
59 75 59 58
Universidad Nacional Autónoma de México
Facultad de Ciencias
Física
407093537

2. Datos del tutor
Dr.
Flores
Romero
Erick

3. Datos del sinodal 1
Dr.
Maximino
Avendaño
Alejo

4. Datos del sinodal 2
Dr.
Mathieu Christian Anne
Hautefeuille

5. Datos del sinodal 3
Dr.
Luis
Rodríguez Fernández

6. Dr.
Víctor Manuel
Velázquez
Aguilar

7. Datos de la tesis
Fabricación y caracterización de guías
de onda planas en sílice de alta pureza
producidas por implantación de iones
de carbono.
90 p.
2014

A mi madre, Josefina

A Alliz e Isabella

Las amo.

“Todo aquel que está seriamente comprometido con el cultivo de la ciencia, llega a convencerse de que en todas las leyes del universo está manifiesto un espíritu infinitamente superior al hombre, y ante el cual, nosotros con nuestros poderes debemos sentirnos humildes”

- Albert Einstein-

Agradecimientos

A la UNAM por permitirme estudiar lo que siempre quise: Física y gracias por la hermosa Facultad de Ciencias.

Al Dr. Erick Flores Romero por la dirección de esta tesis, por todo su apoyo y sobre todo su paciencia, sin él esta tesis no existiría.

Un agradecimiento especial al Dr. Luis Rodríguez Fernández por su invaluable apoyo para la realización de esta tesis, especialmente en lo referente a la irradiación con iones, además por su gran calidad de persona, un ejemplo a seguir.

A mis sinodales – Dr. Maximino Avendaño Alejo, Dr. Mathieu Christian Anne Hautefeuille, Dr. Víctor Manuel Velázquez Aguilar - por haberse tomado el tiempo de leer mi trabajo, por todas las sugerencias y comentarios al mismo.

Al Sr. Karim López Guzmán, al Ing. Francisco Jaimes Beristain y al Ing. Mauricio Escobar por toda su asistencia y apoyo para la realización de este trabajo. Así también su valiosa labor en la operación y mantenimiento del Acelerador Pelletron del IFUNAM.

Al laboratorista Diego Armando Quitero Vargas por su asistencia en la toma de microfotografías en el Laboratorio Central de Microscopía del IFUNAM.

Al proyecto DGAPA – PAPIIT IN 108013 por la beca y su apoyo económico para la realización de este trabajo.

A mis padres, Miguel y Josefina, estudiar física no habría sido posible sin ustedes.

A mis hermanos, M. Alejandro, Adrián y A. Laura, gracias por todos los momentos buenos, malos y divertidos.

A Alliz por todo su apoyo, comprensión, paciencia y amor, te amo.

A ti, que en todo camino y jornada estás siempre conmigo, GRACIAS.

Resumen

Se investiga la formación de guías de onda planas por generación de daño debido a la implantación de iones de carbono a energías de varios millones de electrón-volts (*MeV*) en matrices cuadradas de sílice de alta pureza. Este tipo de estudios actualmente tiene relevancia en la industria microelectrónica para la creación de nuevos sistemas opto-electrónicos.

El objetivo de este trabajo consistió en estudiar la formación de guías de onda planas en sustratos de sílice por medio de la implantación de iones de carbono. La utilización de iones de carbono tiene la ventaja de producir cambios adecuados en el índice de refracción del sustrato de sílice en regiones del orden de micrómetros que permitan la propagación de ondas electromagnéticas en la región visible e infrarroja cercana. Para ello se utilizaron sustratos rectangulares planos de sílice de alta pureza del tipo comercial General Electric 124, los cuales fueron irradiados a temperatura ambiente con iones de carbono utilizando energías entre 3 MeV y 9 MeV , así como bajo diferentes condiciones de densidad de corriente y afluencia. Los modos de propagación de las guías formadas fueron analizados por medio del método de acoplamiento de prisma. Comparando con simulaciones teóricas computacionales basadas en una aproximación de multicapas se reconstruyó el perfil de índice de refracción y se asoció con el daño generado.

De esta manera se determinó la existencia de afluencias mínimas de $1.0 \times 10^{13} \text{ iones/cm}^2$ para la formación de guías de onda en los sustratos. Las guías de onda obtenidas presentaron entre 1 y 4 modos de propagación guiados acompañados por modos de radiación del sustrato. El número de modos de propagación estuvo en función de la afluencia y energía de los iones. Por otra parte, el cambio en el índice de refracción resultó mayor con densidades bajas de corriente durante la irradiación. Esto debido a que el daño generado con los iones se ve reducido por los efectos térmicos que permiten recuperar la estructura del material. También las zonas de daño estimado coincidieron con las que se obtienen habitualmente utilizando el programa de cómputo SRIM que simula los efectos de implantación de iones en un sustrato determinado y con microfotografías tomadas de las muestras. Finalmente, las muestras que presentaron un mejor potencial para el guiado de luz fueron aquellas que fueron creadas con bajas densidades de corriente $< 150 \text{ nA/cm}^2$ y con afluencias mayores a $5.0 \times 10^{14} \text{ iones/cm}^2$.

Contenido

1 DAÑO POR IRRADIACIÓN CON IONES	1
1.1 La implantación de iones	1
1.2 La afluencia y densidad de corriente	3
1.3 Interacción de iones positivos con la materia.	4
1.4 Poder de frenado	6
1.4.1 El concepto de sección eficaz	6
1.4.2. El concepto de frenado y alcance del ion	8
1.5 Creación de defectos en un sólido por implantación de iones.	9
1. 5. 1 Defectos en sólidos	11
1.5.2. Efectos ópticos de la implantación con iones en materiales dieléctricos	12
1.6 Referencias	14
2 GUÍAS DE ONDA	15
2.1 Conceptos básicos	15
2.2 Guía de onda plana con índice de refracción en forma de escalón.	16
2.2.1 Aproximación de la óptica geométrica para guías de onda planas	17
2.2.2 Aproximación electromagnética	23
2.2.2.1 Modos TE	24
2.2.2.2 Modos TM	26

2.3 Guía de onda plana de barrera óptica	29
2.4 Procesos de fabricación de guías de onda planas	30
2.5 Referencias	34
3 CARACTERIZACIÓN DE GUÍAS DE ONDA PLANAS	35
3.1 Acoplamiento por prisma	36
3.2 Medición de índices de refracción efectivos	38
3.2.1 Modos brillantes	39
3.2.2 Modos oscuros	39
3.2.2.1 El equipo Metricon	41
3.3 Aproximación del perfil de índice de refracción por multicapas	42
3.4 Referencias	46
4 DESARROLLO EXPERIMENTAL	47
4.1 Proceso de fabricación	47
4.1.1 Descripción del sustrato	47
4.1.2 Selección y limpieza del sustrato	47
4.1.3 Implantación de iones	48
4.2 Caracterización	52
4.2.1 Medición de índices efectivos	52
4.3.2 Microfotografías	52
4.3.3 Reconstrucción del perfil de índice de refracción	52
4.4 Referencias.	55

5 RESULTADOS Y DISCUSIÓN	56
5.1 Fabricación de guías de onda planas	56
5.2 Microfotografías	57
5.3 Índices de refracción efectivos	58
5.4 Modos de propagación	67
5.5 Perfiles de índice de refracción	75
6 CONCLUSIONES	81

1 Daño por irradiación con iones

1.1 La implantación de iones

La implantación de iones es un método que consiste en la introducción de átomos “a la fuerza” en el interior de un sólido con el propósito de cambiar sus propiedades o investigar los efectos que se producen en estos sólidos [1].

Los iones positivos son átomos que han perdido uno o más de sus electrones, por lo que poseen carga positiva, como por ejemplo los deuterones, partículas alfa (He^{++}), así como iones pesados (Ag^{++} , Au^{++} , Cu^{++}).

Los iones a implantar se producen en una fuente de iones para luego ser acelerados a energías que pueden ir desde unos cuantos miles de electrón volts (keV) hasta varios millones de electrón volts (MeV). Posteriormente los iones con alta velocidad se hacen incidir sobre los materiales sólidos, en donde los iones penetran en su interior perdiendo energía al ir atravesando cientos de capas atómicas hasta detenerse completamente, quedando implantados a cierta profundidad. Además, los iones a su paso por el material van produciendo daño a nivel atómico en el sólido.

De esta manera el equipo necesario para la implantación consiste en tres elementos fundamentales [1]: (1) una fuente capaz de producir iones del elemento deseado, (2) un sistema acelerador que les proporcione energía cinética y, (3) una cámara en la que se coloque la muestra donde se hacen incidir los iones. Entre el acelerador y la cámara se coloca un electroimán que sirve como selector del tipo de ion deseado en función de su relación carga/masa. En la figura 1.1 se muestran estos elementos. Los aceleradores comúnmente utilizados para la implantación son del tipo electroestático: placas paralelas, Van de Graaff, Pelletron, Tandetron, etc.

El proceso de implantación de iones se muestra esquemáticamente en la figura 1.2. El haz de iones es unidireccional, digamos que viaja en dirección z , y los proyectiles (iones) arriban aleatoriamente a la superficie del blanco (muestra) donde se distribuyen estadísticamente alrededor de su alcance promedio.

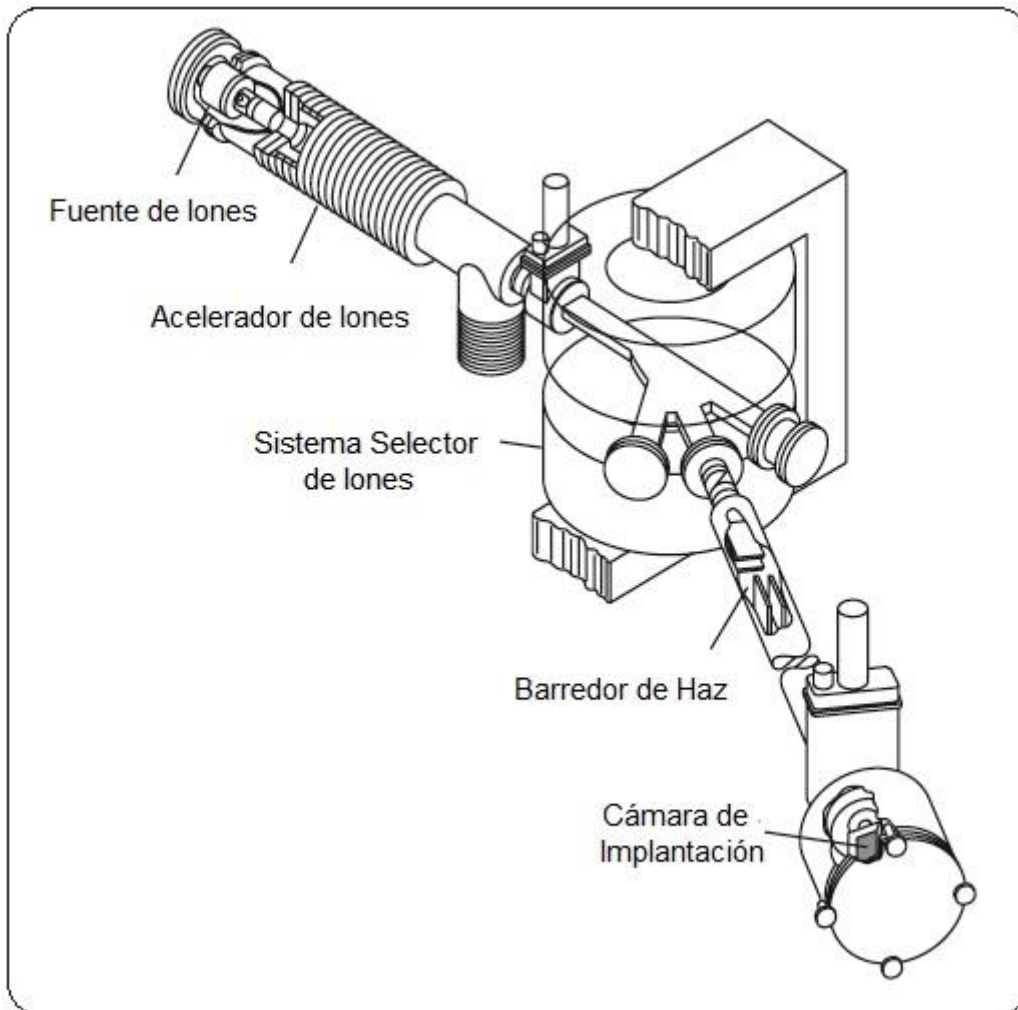


Figura 1.1 Elementos básicos de un dispositivo de implantación de iones.

Los parámetros fundamentales que deben considerarse en un proceso por implantación de iones son: la energía de los iones, la densidad de corriente del haz de iones, la afluencia y la transferencia de energía al sólido, la cual depende del tipo de material del blanco. Esta transferencia de energía está directamente ligada al poder de frenado del ion en el sólido.

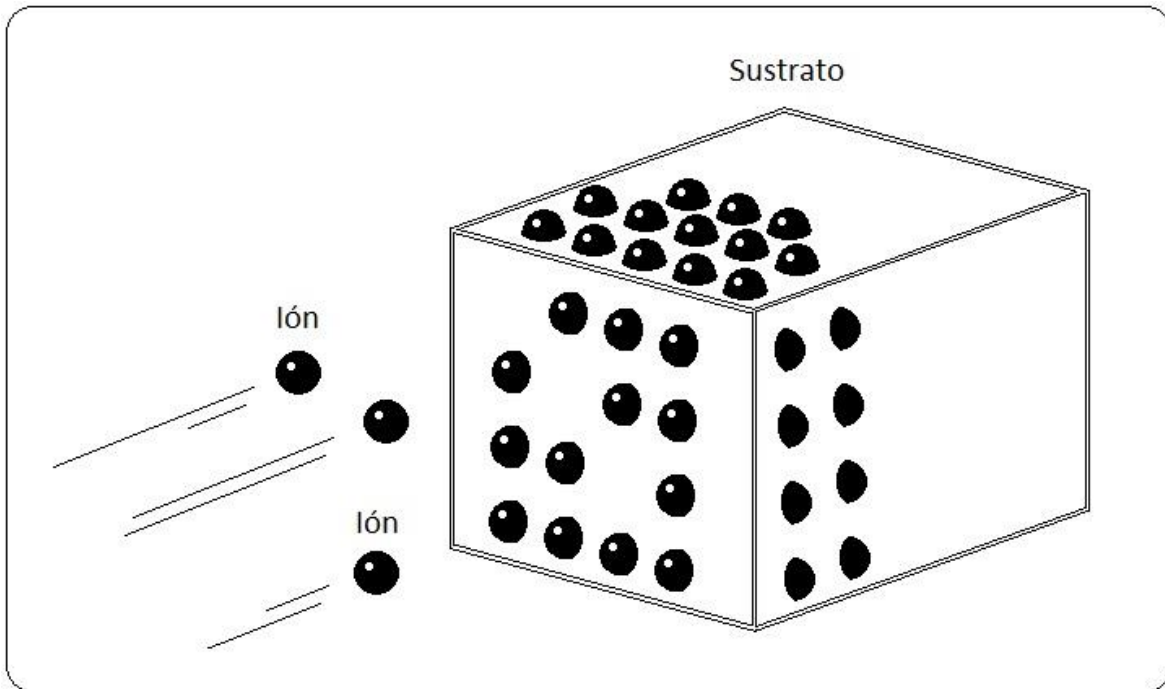


Figura 1.2. Diagrama esquemático de la técnica de implantación por iones.

1.2 La afluencia y densidad de corriente

Puesto que los iones tienen una carga eléctrica, el haz de iones constituye en sí una corriente eléctrica i , que en la práctica se mide en el intervalo de los nanoamperes (nA) a microamperes (μA). El número (N_I) de iones que inciden sobre la muestra por segundo es $N_I = i/qe$, donde q es el estado de carga del ion ($q = 1, 2, \dots$) y e es la carga fundamental ($1.602 \times 10^{19} C$). Por ejemplo, $1\mu A$ de proyectiles de carga eléctrica $+e$ equivale a 6.242×10^{12} *proyectiles/s* incidiendo sobre el sólido blanco. La corriente integrada en el tiempo t que dura el bombardeo, es igual a la carga eléctrica total $Q = \int i dt$ depositada por el haz de iones, que suele medirse en microcoulombs (μC). Por ejemplo, una carga total depositada de $1\mu C$ producida por proyectiles de carga $+e$ corresponderá a un total de 6.242×10^{12} proyectiles. En caso de iones de carga $+2e$ corresponderá a una incidencia total de 3.121×10^{12} proyectiles sobre el sólido.

A la entrada de los iones en la cámara de implantación se coloca un colimador que define el área A en donde podrán depositarse los iones. Además, los implantadores de iones normalmente cuentan con un dispositivo que barre el haz de iones en el plano $x - y$ (ver figura 1.2) para permitir una implantación uniforme de iones sobre el área A . Así la densidad superficial de iones implantados

en un sólido será igual a los implantados en el área A . Se llama afluencia Φ al número total de proyectiles por unidad de área que quedan implantados en la muestra, resultando [2]:

$$\Phi = \frac{Q}{qeA} \quad (1.1)$$

donde q es el estado de carga de ion (+1, +2, +3, etc.) y $e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ es la carga eléctrica fundamental. La afluencia suele expresarse en unidades de *número de iones/cm²* o simplemente cm^{-2} .

Para lograr una afluencia Φ_0 determinada puede hacerse por medio de una corriente “pequeña” que tomará un tiempo “grande”, o empleando una corriente muy intensa que requerirá de un tiempo “corto” de irradiación. Aunque se trate de la misma afluencia Φ_0 el efecto de la densidad de corriente por unidad de área puede generar efectos distintos debido a procesos térmicos, pues en un caso se da un mayor tiempo para la disipación de calor que en el otro. Por ello éste parámetro también juega un papel relevante en cuanto a los efectos producidos por la implantación de iones.

1.3 Interacción de iones positivos con la materia.

En un principio, los iones con alta energía cinética al penetrar en el material pierden inmediatamente los electrones que acompañan al núcleo, quedando así una partícula fuertemente cargada [2]. Esta partícula interacciona electrodinámicamente con las nubes electrónicas y con los núcleos del material sólido. Ya que los electrones del material se encuentran distribuidos en todo el volumen, las interacciones con los electrones son mucho más frecuentes que con los núcleos. Inicialmente la energía del ion incidente se va depositando en el material principalmente a través de ionización y excitación de los electrones de la matriz, hasta que llega a moverse con una velocidad menor que incrementa la probabilidad de interaccionar con los núcleos de la matriz, provocando un desplazamiento de su posición original y generando cambios en la estructura del material [2].

A través de estos procesos los iones generalmente depositan casi la totalidad de su energía en las sustancias en las que inciden. Este depósito de energía puede provocar reacciones químicas, cambios de estructura atómica u otros efectos que acaban como calor, elevando la temperatura del material.

Este proceso de transferencia de energía del ion al sólido está directamente relacionado con el concepto de frenado del ion: que es la pérdida de energía ΔE al atravesar una distancia Δx . Esta tasa de transferencia energética en cada uno de estos procesos depende de la energía del ion incidente, su número atómico y masa (Z_1, M_1), así como de número atómico de los átomos del blanco y sus masas (Z_2, M_2). Además el frenado suele dividirse en dos partes principales, el debido a colisiones con los electrones (frenado electrónico), y el asociado a las colisiones con los núcleos atómicos del blanco (frenado nuclear). De esta manera el frenado se expresa como [3]:

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_e + \left(\frac{dE}{dx}\right)_n \quad (1.2)$$

La importancia relativa de estos dos mecanismos (nuclear y electrónico) como función de la energía del ion se puede apreciar en la figura 1.3, en donde se muestra como el frenado nuclear es dominante a energías bajas y el frenado debido a la excitación electrónica lo es a energías altas.

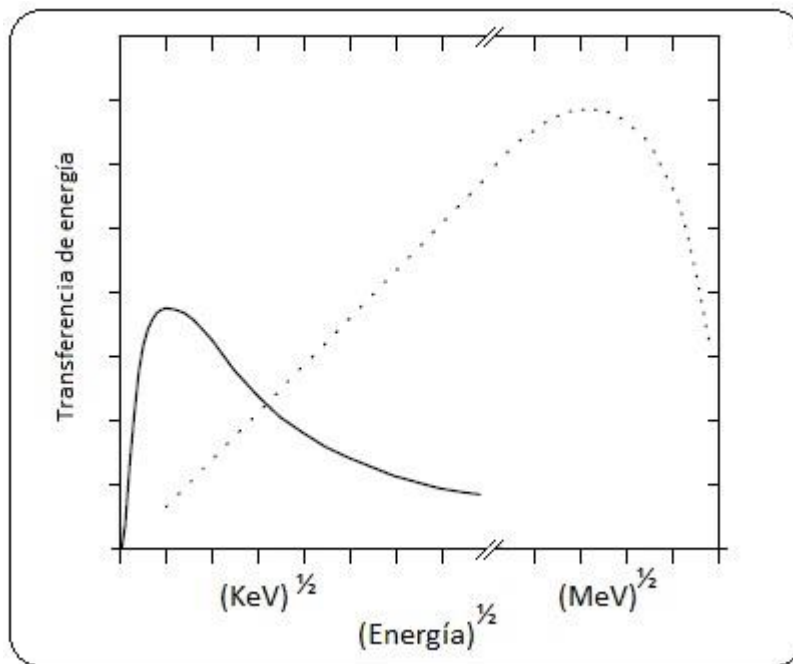


Figura 1.3. Comparación entre la transferencia de energía para el frenado electrónico (línea punteada) y el frenado nuclear (línea continua) de un ion ligero entrando en un material.

1.4 Poder de frenado

1.4.1 El concepto de sección eficaz

Para cada proceso o determinado tipo de interacción durante todos los experimentos de irradiación con iones tal vez el concepto más importante sea el de la sección eficaz asociada a cada uno de estos. La sección eficaz está asociada con la probabilidad de ocurrencia de un evento determinado durante el paso de un ion a través de materia.

Considere que se hace incidir un haz de iones sobre un blanco consistente en una muestra muy delgada de espesor dx y área A compuesta de átomos de un solo elemento, tal como se muestra en la figura 1.4.

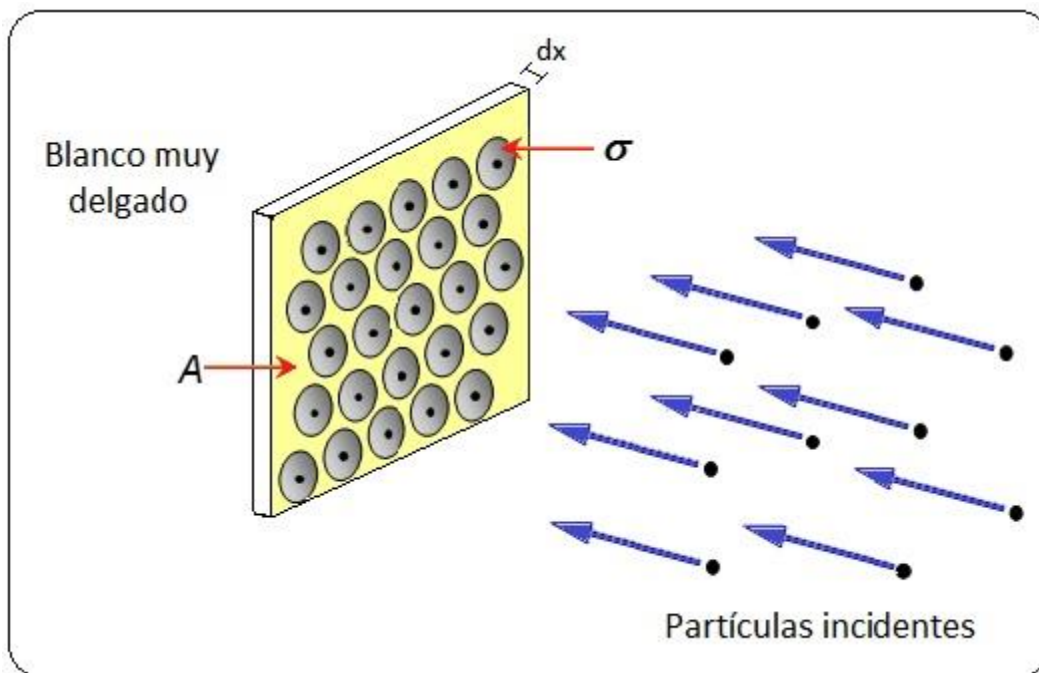


Figura 1.4. Esquema que ilustra el concepto de sección eficaz.

Los iones incidentes interactúan con los átomos de la muestra pudiendo producir varios tipos de eventos: dispersión del ion, ionización de los átomos, reacción nuclear, etc. Por el tamaño de los átomos y de las partículas involucradas no podemos conocer las condiciones iniciales de cada colisión, pero probabilísticamente podemos imaginar un área σ (zona gris) en torno a cada átomo (punto negro) y transversal al movimiento del ion a la cual estará asociada con la probabilidad de ocurrencia

de cierto tipo de evento en particular. A esta σ se le llama sección eficaz y si el ion pasa por el área σ se tendrá una cierta probabilidad de que ocurra el evento asociado. De esta manera hay secciones eficaces de dispersión, de ionización, de reacción, de frenado, etc.

Definimos la probabilidad P_r de ocurrencia de un evento r como:

$$P_r = \frac{\text{área total de reacción}}{\text{área total de la muestra}} = \frac{\sigma}{A} \times \text{número átomos en la muestra} = \frac{\sigma N A dx}{A} = \sigma N dx \quad (1.3)$$

En donde N es la densidad de átomos por unidad de volumen. Las unidad utilizada para la sección eficaz es el “barn” denotada como $[b]$ y equivalente a un área de 10^{-24} cm^2 . Es decir: $1 b = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

Es muy importante notar que la sección eficaz σ tiene unidades de área y no es una función de probabilidad. Lo que sucede es que el valor de σ es directamente proporcional a la probabilidad de ocurrencia de un evento en particular. Entre más grande sea el valor de σ mayor será la probabilidad de que ese evento ocurra.

Con base en este concepto podemos definir la sección eficaz de transferencia de energía T del proyectil a un átomo blanco independientemente del tipo de interacción: $\sigma_{int}(T)$. De esta manera tendremos que la energía promedio que transfiere un ion a un átomo del blanco estará dada como [4]:

$$\langle T \rangle = (N dx) \int_0^{T_m} T \sigma_{int}(T) dT \quad [\text{Joules} = \text{kg m}^2/\text{s}^2] \quad (1.4)$$

En donde los límites de integración van desde 0 hasta T_m que es la energía máxima que puede transferir el ion a un átomo.

1.4.2. El concepto de frenado y alcance del ion

Como se ha mencionado antes el frenado del ion está asociado a la energía ΔE que va perdiendo el ion por unidad de longitud al atravesar el blanco y a su vez esta ΔE es igual a la que va depositando en el interior del blanco. Como este proceso es debido a las colisiones que va sufriendo el ion con los átomos del blanco, el frenado promedio tiene que ser proporcional a la energía promedio que va transfiriendo el ion. De esta manera:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right) = \frac{\langle\Delta T\rangle}{dx} = N \int_0^{T_m} \sigma_{int}(T) dT \quad [\text{Joules/m} = \text{kg m/s}^2] \quad (1.5)$$

Con base en esto, también se define la sección eficaz de frenado $S(E)$ como [4]:

$$S(E) = \frac{1}{N} \left(-\frac{dE}{dx}\right) = \int_0^{T_m} T \sigma_{int}(T) dT \quad (1.6)$$

Cuando una partícula se mueve en un medio material se tiene que los elementos básicos con los que va interaccionando son los núcleos atómicos y los electrones que los rodean. De esta manera, en una primera aproximación se puede sugerir dividir la sección eficaz de interacción $\sigma_{int}(T)$ en una parte electrónica $\sigma_{elec}(T)$ y otra nuclear $\sigma_{nuc}(T)$, de tal manera que la sección eficaz de frenado podemos dividirla de manera semejante:

$$S(E) = S_{ele}(E) + S_{nuc}(E) = \int_0^{T_m} T \sigma_{ele}(T) dT + \int_0^{T_m} T \sigma_{nuc}(T) dT \quad (1.7)$$

Por otra parte, tenemos que la profundidad promedio que alcanzará un ion con una energía de incidencia E_0 en el interior de un sólido blanco será aquella para la cual pierda toda su energía cinética. A esta distancia promedio se le llama alcance y está definida como:

$$\langle R(E_0) \rangle = \frac{1}{N} \int_0^{E_0} \frac{dE}{S_{ele}(E) + S_{nuc}(E)} \quad (1.8)$$

1.5 Creación de defectos en un sólido por implantación de iones.

Debido a la transferencia de energía por parte del ion al sólido se van produciendo modificaciones en la estructura del sólido, y consecuentemente se crean cambios en sus propiedades originales. La creación del daño dependerá del tipo de interacción que sufra el ion, que en el caso de las colisiones ion-sólido estarán dadas por:

- (a) Colisión proyectil - núcleo atómico, en donde la energía cinética del proyectil es transferida a los núcleos de los átomos del sólido. En estos casos el átomo puede ser expulsado de su lugar inicial y crear un defecto.
- (b) Colisión proyectil - electrones, en donde la energía requerida para formar un defecto se origina a partir de perturbaciones electrónicas del sólido, las cuales afectan localmente la estructura atómica. Estos defectos se producen debido a efectos de acoplamiento electrón-fonón [5].

Estos dos procesos que producen daños en un sólido son considerados independientes el uno del otro. Sin embargo ambos pueden interferir o combinarse uno con otro cuando sus probabilidades de ocurrencia tienen magnitudes comparables y se presentan simultáneamente en espacio y tiempo.

A su vez las modificaciones producidas en un sólido no dependerán exclusivamente de las interacciones entre los iones y los átomos de un material sólido, sino que también habrá una influencia de:

- (a) El tipo de estructura electrónica del material (metal, semiconductor o aislante).
- (b) El tipo de enlace químico (metálico, covalente, iónico, Van der Waals).

Para desplazar a un átomo de su lugar en la red dentro de un sólido se requiere de una energía mínima de desplazamiento E_d . De esta manera cuando un ion choca contra un átomo del blanco y le transfiere una energía E mayor que E_d se produce la creación de una vacante en el sólido. Además si $E \gg E_d$ entonces el átomo expulsado se convierte en un nuevo proyectil que también colisiona con los otros átomos del mismo sólido, generando a su paso la creación de más vacantes.

A este efecto se le conoce como colisiones de cascada y que se ilustra en la figura 1.5. En esta figura un ion incide sobre un material penetrando en su interior. Después de desplazarse hasta una cierta profundidad choca contra un primer átomo produciendo una vacante (círculo hueco) y cambiando la trayectoria del ion incidente hasta que vuelve a chocar contra otro átomo. Esto se va produciendo repetidamente hasta que el ion pierde totalmente su energía cinética y queda implantado en el interior del material. En la figura 1.5 la trayectoria del ion se representa por medio de la línea gruesa. A su vez los átomos expulsados de su lugar también se mueven adentro del sólido produciendo el desplazamiento de otros átomos que nuevamente actuarán como proyectiles hasta que su energía sea menor a E_d . Estos efectos de cascada son los responsables principales del daño atómico estructural producido en un sólido.

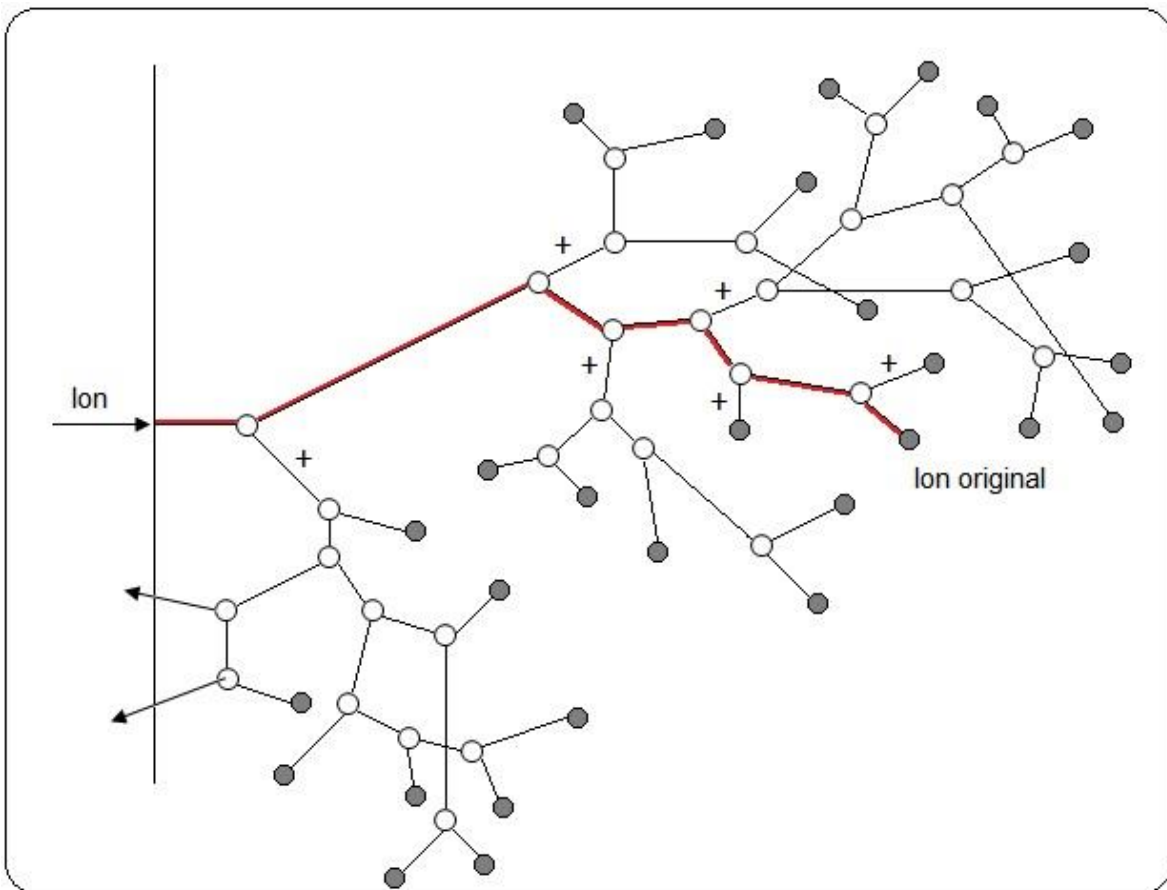


Figura 1.5. Esquema de las cascadas colisionales dentro del material.

1. 5. 1 Defectos en sólidos

El concepto de defectos en un sólido se suele explicar en términos de un sistema de átomos bien ordenados (sólido cristalino) y no en sólidos desordenados (sólidos amorfos). Sin embargo, los defectos puntuales pueden considerarse en ambos tipos de sólidos, pues después de todo los materiales amorfos presentan un orden de corto alcance (primeros vecinos), que permite la aplicación de conceptos de sólidos cristalinos. Por ejemplo, los defectos en cuarzo cristalino y sílice vítrea son bastante similares.

Los defectos puntuales elementales son:

- a) Vacancias: también llamada defecto de Schottky, consistente en una posición de la red en la que falta un átomo (figura 1.6a). Ésta se produce cuando en el proceso de la colisión la energía transferida T al átomo de la red es mayor que la mínima energía para desplazar al átomo de la red, llamada energía de desplazamiento E_d .
- b) Intersticial: puede ser un átomo del propio material o de impurezas que en lugar de estar en una posición regular en la red, se encuentra en una posición intermedia (figura 1.6b).
- c) Par de Frenkel: también llamado defecto Frenkel, se define como una vacancia de la red creada al remover un átomo desde su lugar y colocado en una posición intersticial en la red (figura 1.6c).

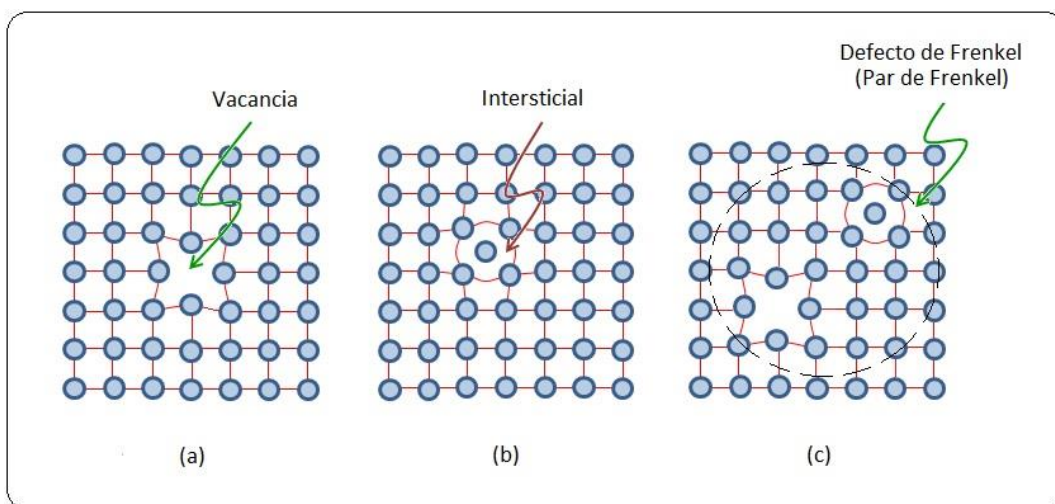


Figura 1.6. Defectos puntuales producidos principalmente en un sólido que es atravesado por un ion en movimiento rápido. (a) Vacancia, (b) Intersticial y (c) Par de Frenkel.

1.5.2. Efectos ópticos de la implantación con iones en materiales dieléctricos

El uso de la implantación o irradiación con iones para generar daño tiene aplicaciones para el desarrollo de nuevos materiales. Las cuatro principales aplicaciones desarrolladas en esta área, además de otras, son las siguientes [6,7]:

1. Desarrollo de nuevos materiales para componentes expuestos a radiación iónica de alta energía (reactores de fisión y de fusión).
2. Desarrollo de materiales empleados para dispositivos electrónicos.
3. Desarrollo de detectores de radiación.
4. Desarrollo de nuevos materiales con aplicaciones electrónicas y fotónicas, particularmente a escalas nanométricas.

Esta tesis se encuentra dentro del ámbito del punto 4 planteando la creación de guías de onda planas por implantación de iones. En este caso el daño producido por la irradiación con iones en sólidos dieléctricos transparentes permite la generación de cambios en el índice de refracción que pueden ser aprovechados con este fin.

Las propiedades físicas de los materiales dieléctricos transparentes que son más afectadas por la implantación de iones son las ópticas. Las colisiones por interacciones ion-núcleo atómico suelen generar una rarefacción (reducción de densidad del medio), que causan modificaciones en el índice de refracción, cambio de fase o formación de compuestos. Aunque en algunos casos suele presentarse la situación opuesta, es decir un incremento en la densidad atómica en las zonas de mayor daño generado. Además estos cambios se producen en una zona limitada del sustrato dando lugar a regiones con grandes diferencias estructurales en el mismo material.

El efecto dominante de la implantación de iones en el índice de refracción se debe al desorden parcial de la red producido principalmente por las colisiones de tipo nuclear. El mayor daño ejercido sobre el material blanco lo ocasionan dichas cascadas en donde muchos de los átomos arrojados ocupan lugares intersticiales [1] que en la mayoría de los casos conduce a una disminución de la densidad física y, de ahí, a una disminución en el índice de refracción. Sin embargo, este proceso es mucho más complejo ya que depende de muchos factores [8] y en algunos materiales, como la sílice, se produce un efecto inverso [9], es decir se produce un aumento en el índice del sustrato.

Este aumento en el índice de refracción de un dieléctrico transparente es el que permite generar guías de onda de luz con perfiles de índice de refracción similares a los de las guías obtenidas por difusión o intercambio iónico [8,9].

1.6 Referencias

- [1] M. Nastasi, J.W. Mayer, "Ion Implantation and Synthesis of Materials", Springer 2006.
- [2] J. Rickards. "La física de las radiaciones en materia", Dirección General de Divulgación de la Ciencia, UNAM, 2001.
- [3] M. Nastasi, J. W. Mayer y J. K. Hirvonen, "Ion-solid interactions: Fundamentals and applications", Cambridge University Press, New York, 1996.
- [4] E. Balanzat, S. Bouffard, "Basic phenomena of the particle matter interaction", en el libro "Materials under irradiation", editado por A. Dunlop, F. Rullier-Albenque, C. Jaouen, C. Templier and J. Davenas. Trans Tech Publications, 1993
- [5] F. Seitz, J. S. Koehler, "Solid State Physics 2" (1956).
- [6] Proceedings of the 17th International Conference on Ion Beam Modification of Materials, Québec, Canadá, August 22-27, 2010. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 272 (2012).
- [7] Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on Radiation Effects in Solids, Erice, Sicily, Italy, July 17-19, 2004.
- [8] E. Flores, "Estudio de guías de onda ópticas activas obtenidas por implantación de iones en cristales de YAG". Tesis Doctoral, Centro de Investigación Científica y Educación Superior de Ensenada. Ensenada, Baja California, 2008.
- [9] P. D. Townsend, P.J. Chandler, L. Zhang, "Optical effects of ion implantation", Cambridge Studies in Modern Optics: 13. Cambridge University Press 1994.

2 Guías de onda

2.1 Conceptos básicos

Una guía de onda se define como una estructura óptica que permite el confinamiento de la luz en su interior por medio de la reflexión total interna. Aunque el guiado de la luz puede lograrse de diferentes formas, como por reflexiones en superficies metálicas, las guías más comunes en dieléctricos están compuestas de un núcleo de material cuyo índice de refracción es mayor que el del medio que lo rodea. Algunas estructuras geométricas o configuraciones de este tipo de guías se muestran en la figura 2.1. A partir de esta figura tenemos que la guía plana es la estructura más simple y que está compuesta por tres medios superpuestos cuyos índices de refracción son diferentes entre sí. La guía de onda más usada es la fibra óptica con forma cilíndrica.

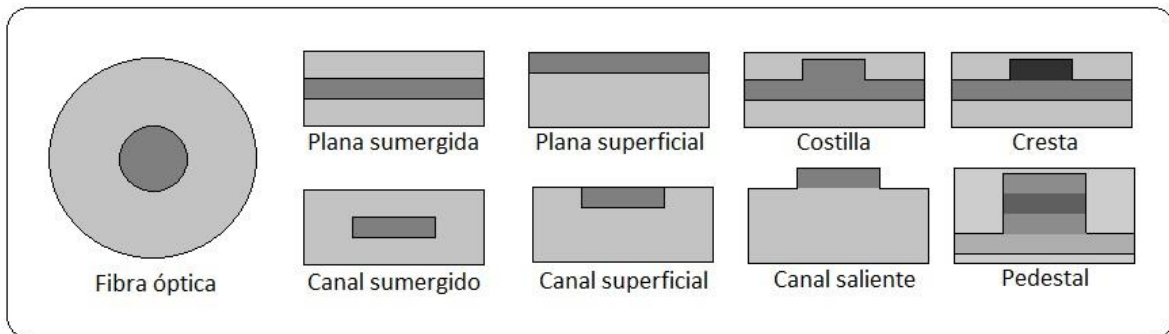


Figura 2.1. Cortes transversales de las guías de onda más comunes. Las áreas más oscuras representan índices de refracción mayores.

El principio de funcionamiento de las guías representadas en la figura 2.1 es el siguiente: si tenemos un medio con un índice de refracción dado, inmerso en otro medio cuyo índice de refracción es menor, es posible que bajo ciertas condiciones, la luz quede atrapada en el primer medio al producirse repetidamente el fenómeno de reflexión interna total en las interfases. Al darse estas reflexiones múltiples, los rayos de luz avanzarán siguiendo una trayectoria en zigzag a través de la dirección de propagación [1].

Las guías de onda planas son las más simples y útiles porque con ellas es posible obtener información acerca del comportamiento general de la guía y de su proceso de fabricación. Esto se debe a que es relativamente fácil acoplar la luz a este tipo de guías. En la figura 2.2 se muestra un esquema general de una guía de onda plana, señalando sus componentes principales: cubierta, núcleo o guía y sustrato.

2.2 Guía de onda plana con índice de refracción en forma de escalón.

La estructura general de una guía de onda plana está compuesta por tres medios con índice de refracción n_j donde $j = 1, 2, 3$ (figura 2.2). Si $n_2 = n_3$ entonces se dice que la guía de onda es simétrica, en caso contrario se habla de una guía asimétrica. La cubierta puede ser el aire con $n_3 = 1$ y se tendría una guía plana superficial, como se indica en la figura 2.1. La condición de que el núcleo tenga un índice de refracción mayor que el de sus alrededores puede escribirse como: $n_1 > n_2 > n_3$.

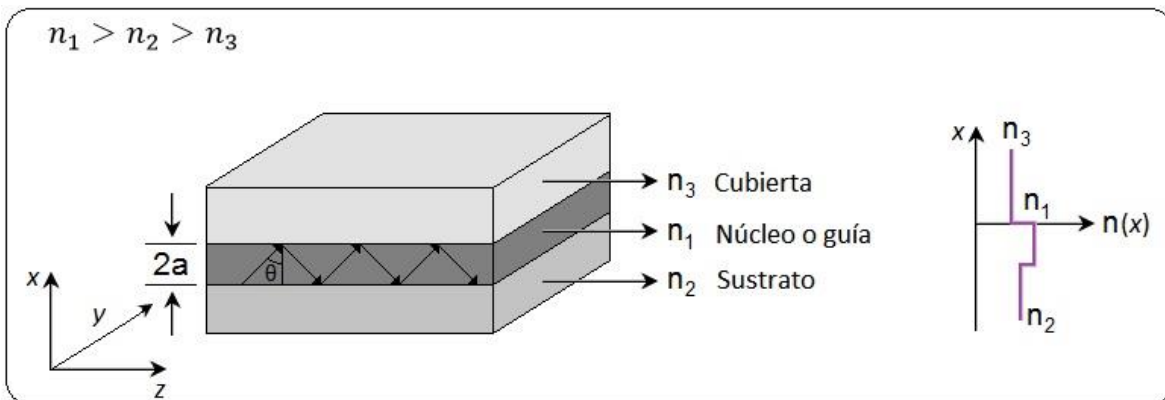


Figura 2.2. Estructura general de una guía de onda plana con índice de refracción en escalón. Las áreas más oscuras representan índices de refracción mayores.

El perfil transversal del índice de refracción entre los componentes de la guía puede tener variaciones abruptas (como en la figura 2.2) o graduales. En el primer caso se habla de un perfil en forma de escalón mientras que en el segundo se dice que es un perfil gradual o graduado.

La propagación de la luz en las guías de onda se puede analizar desde varios enfoques: uno es resolviendo las ecuaciones de Maxwell y otro empleando óptica geométrica. Para el primero será necesario resolver un problema de valores propios, en donde el conjunto de valores propios

(eigenvalores) está relacionado con las constantes de propagación, *i.e.* con los índices de refracción efectivos propios de los modos de propagación. Las funciones propias nos darán las distribuciones de campo de los modos de propagación.

No obstante, en algunos casos el problema de valores propios puede obtenerse con un tratamiento matemático más sencillo, dado por la óptica geométrica. En este caso se describe la propagación de la luz considerando “rayos” de luz que se reflejan siguiendo una trayectoria en zigzag dentro de la guía [2]. Un “rayo” es una línea dibujada en el espacio que corresponde a la dirección del flujo de energía radiante. Se trata de una entidad matemática y no física, los rayos serán perpendiculares a los frentes de onda. Se considera que un rayo de luz viaja en línea recta al propagarse dentro de un medio homogéneo de acuerdo las leyes de Snell y de Fresnel para la reflexión y la transmisión de un rayo en la interfase entre dos medios con índice de refracción diferente.

2.2.1 Aproximación de la óptica geométrica para guías de onda planas

El confinamiento de la luz en guías de onda planas dieléctricas ocurre cuando se cumplen dos condiciones: la reflexión total interna y la resonancia transversal. En la figura 2.3 se muestran los rayos provenientes de una fuente puntual en un medio con un índice de refracción n_1 que inciden sobre una interfase con un medio con índice de refracción $n_2 < n_1$. Por ejemplo para los rayos a y b existe un rayo reflejado y un rayo refractado, conforme aumenta el ángulo de incidencia θ , llegamos a la situación del rayo c en donde el rayo refractado apunta a lo largo de la superficie de la interfase. Al correspondiente ángulo donde ocurre este efecto se le conoce como ángulo crítico θ_c . Luego, para ángulos mayores o iguales a θ_c ya no se presentan rayos refractados solamente rayos reflejados a esto se le conoce como *reflexión total interna*.

A partir de la ley de Snell el ángulo crítico θ_c lo obtenemos haciendo[1]:

$$n_1 \text{ sen } \theta_c = n_2 \text{ sen } 90^\circ \quad (2.1)$$

o

$$\theta_c = \text{arc sen } \left(\frac{n_2}{n_1} \right) \quad (2.2)$$

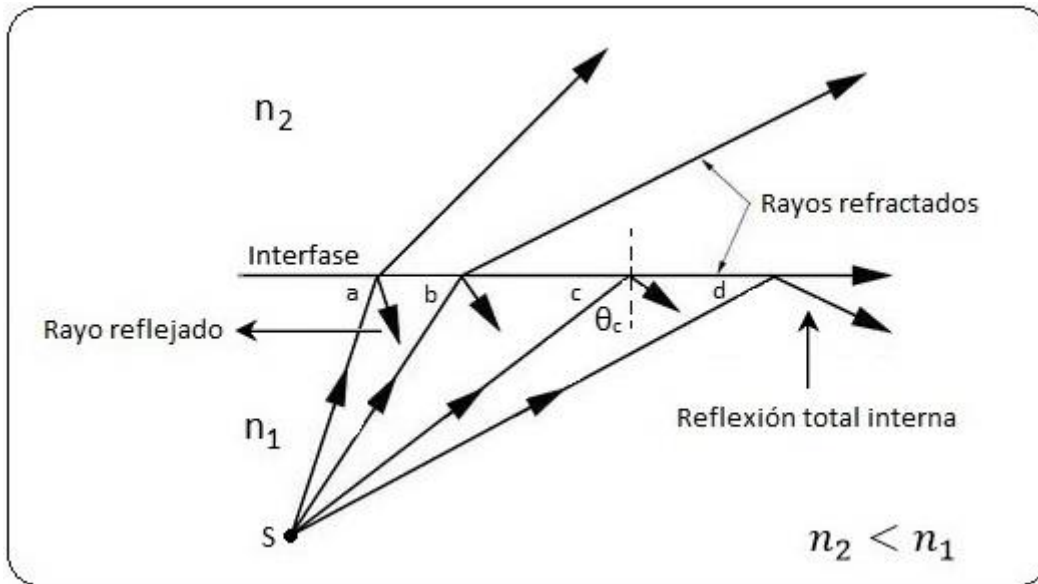


Figura 2.3. La reflexión total interna total de la luz desde una fuente puntual S ocurre en todos los ángulos mayores que el ángulo crítico θ_c .

Como el seno de un ángulo no puede ser mayor que la unidad entonces es preciso tener $n_2 < n_1$ para tener el efecto de reflexión total interna. Ello nos indica que la reflexión interna total no puede ocurrir cuando la luz incidente está en el medio con menor índice de refracción. Así, el adjetivo *total* significa exactamente eso: la reflexión se realiza sin pérdida de intensidad.

Aplicando la ley de la refracción (Ley de Snell) a las interfases en una guía plana como la que se muestra en la figura 2.4 se obtienen los siguientes valores para los ángulos críticos correspondientes a cada interfase:

$$\theta_{c2} = \text{arc sen} \left(\frac{n_2}{n_1} \right), \quad (2.3)$$

y

$$\theta_{c3} = \text{arc sen} \left(\frac{n_3}{n_1} \right). \quad (2.4)$$

Donde θ_{c2} es el ángulo crítico en la interfase del núcleo con el sustrato y θ_{c3} es el ángulo crítico en la interfase del núcleo con la cubierta. Sin pérdida de generalidad podemos considerar que $n_1 > n_2 \geq n_3$ entonces la relación entre los ángulos críticos será: $\theta_{c3} \leq \theta_{c2}$. Además, de acuerdo a la figura 2.4, esto conduce a tener determinados intervalos disponibles del ángulo θ para que se propague la luz en una guía y que corresponden a los modos de propagación posibles.

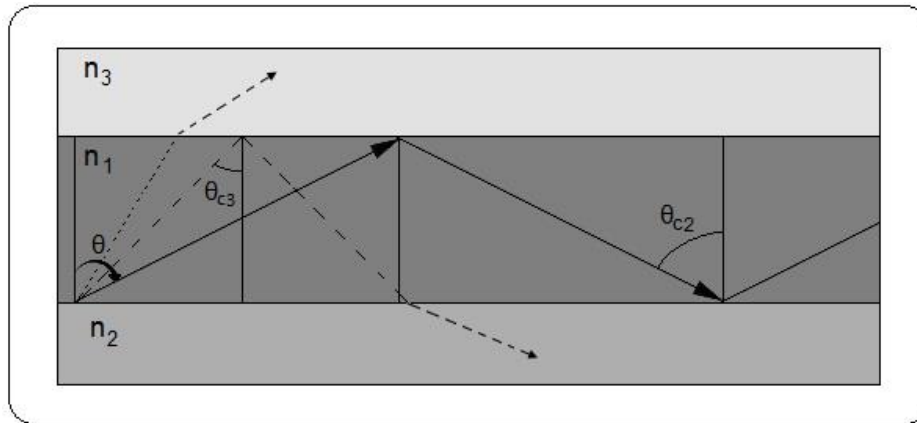


Figura 2.4. Modos de propagación en una guía de onda plana: de radiación (línea punteada), de radiación del sustrato (línea discontinua), guiados (línea continua). Las áreas más oscuras representan índices de refracción mayores.

El ángulo de incidencia de la luz θ adentro de la guía puede estar dentro de tres intervalos posibles:

- Modos de radiación ($\theta < \theta_{c3} \leq \theta_{c2}$). La luz no es confinada dentro de la guía.
- Modos de radiación del sustrato ($\theta_{c3} \leq \theta < \theta_{c2}$). Sólo ocurre reflexión total interna en la interfase con la cubierta, así que la luz se propaga hacia el sustrato.
- Modos guiados ($\theta_{c2} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$). Existe reflexión total en ambas interfases y la luz queda confinada completamente dentro de la guía.

Por otro lado, la condición de resonancia transversal (o de auto-consistencia) establece que la onda al reflejarse dos veces consecutivas en las interfases se reproduce a sí misma (figura 2.5) [3]. Otra forma de enunciar esta condición es diciendo que en un ciclo completo de recorrido el rayo de luz debe acumular un corrimiento de fase igual a un múltiplo entero de 2π para no presentarse interferencia destructiva [4].

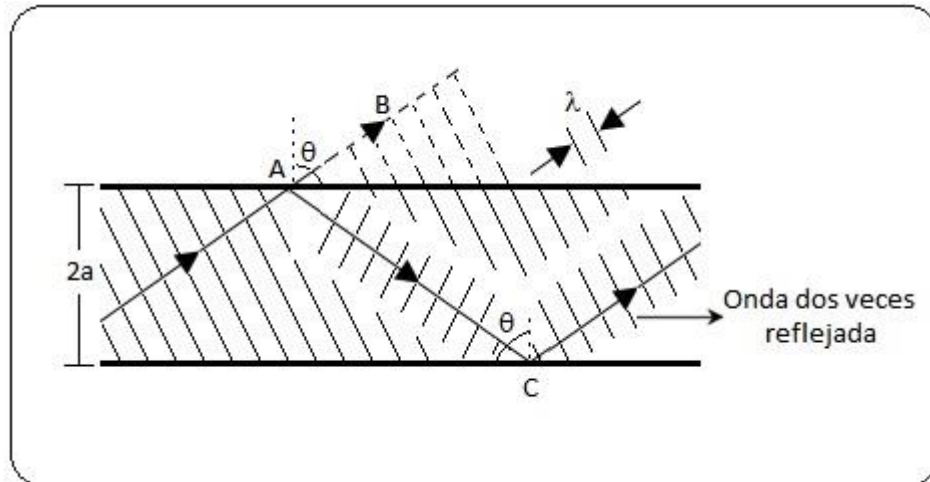


Figura. 2.5. Muestra esquemáticamente la condición de resonancia transversal.

La condición de resonancia transversal lleva a la ecuación siguiente:

$$4akn_1 \cos\theta + \Phi_{12} + \Phi_{13} = 2m\pi ; \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.5)$$

Donde $2a$ es la profundidad de la guía plana, $k = 2\pi/\lambda$ es la constante de propagación de ondas planas en el espacio libre, n_1 es el índice de refracción del núcleo de la guía, θ es el ángulo de propagación y Φ_{12} y Φ_{13} son los cambios de fase producidos por la reflexión en las interfases del medio 1 con el 2 y del medio 1 con el 3 respectivamente. Así la reflexión en las interfases y los cambios de fase dependen de los índices de refracción de los medios, de la longitud de onda de la luz, del ángulo de propagación y del estado de polarización de la luz.

Un campo transversal eléctrico (TE) es aquél que está polarizado linealmente con su vector eléctrico perpendicular al plano de incidencia, y por tanto, este vector no tiene componente en la dirección de propagación. Análogamente un campo transversal magnético (TM) es aquél que está polarizado linealmente con su vector magnético perpendicular al plano de incidencia. Así este vector tampoco tiene componente en la dirección de propagación y por tanto su análisis electromagnético resulta más sencillo.

Aplicando las condiciones de frontera para campos eléctricos y magnéticos en una interfase tenemos que el cambio de fase para el campo TE es:

$$\Phi_{ij} = -2 \operatorname{arc\,tan} \left[\frac{\left(\operatorname{sen}^2 \theta - \left(\frac{n_j}{n_i} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}}{\cos \theta} \right] \quad (2.6)$$

En tanto que para el campo TM es:

$$\Phi_{ij} = -2 \operatorname{arc\,tan} \left[\left(\frac{n_i}{n_j} \right)^2 \frac{\left(\operatorname{sen}^2 \theta - \left(\frac{n_j}{n_i} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}}{\cos \theta} \right] \quad (2.7)$$

en donde θ es el ángulo de propagación, n_i y n_j son los índices de refracción de los medios y la luz se propaga del medio i al j . Además, en estas ecuaciones se supone que la luz viaja en el medio con índice de refracción n_i y es reflejada en la interfase de otro medio con índice de refracción n_j , imponiendo que se cumpla con $n_i > n_j$.

Para cada estado de polarización, la ecuación (2.5) restringe los valores del ángulo θ de propagación a valores discretos θ_m correspondientes a cada valor de m : así cada ángulo de propagación θ_m define un modo guiado o modo de propagación de la guía. De esta manera, el término “modo de propagación de la guía” se entiende como una onda elemental característica de la guía, la cual se propaga con una velocidad de fase, velocidad de grupo, con una distribución transversal de intensidad y polarización bien definidas [4].

Sustituyendo en la ecuación (2.5) los valores de Φ_{12} y Φ_{13} correspondientes a la polarización TE se llega a la siguiente ecuación de valores propios [5]:

$$\tan 2ak = \frac{k(\gamma + \delta)}{k^2 - \gamma\delta} \quad (2.8)$$

Luego sustituyendo los cambios de fase correspondientes a la polarización TM , la ecuación de valores propios a la que se llega es la siguiente:

$$\tan 2ak = \frac{n_1^2 k (n_3^2 \gamma + n_2^2 \delta)}{n_2^2 n_3^2 k^2 - n_1^4 \gamma \delta} \quad (2.9)$$

En ambas ecuaciones, $2a$ corresponde al espesor físico de la guía (figura 2.2) y a partir de ellas se hacen las siguientes identificaciones:

$$k^2 = n_1^2 k^2 - \beta_m^2, \quad (2.10)$$

$$\gamma^2 = \beta_m^2 - n_2^2 k^2, \quad (2.11)$$

$$\delta^2 = \beta_m^2 - n_3^2 k^2, \quad (2.12)$$

en donde se han introducido el parámetro β_m , definido como sigue:

$$\beta_m = kn_1 \sin \theta_m = kn_m, \quad (2.13)$$

con n_m el índice de refracción efectivo del modo y k el número de onda.

En términos del parámetro β_m la condición de guiado se puede escribir de las siguientes formas:

$$kn_3 \leq kn_2 \leq \beta_m \leq kn_1 \quad (2.14)$$

o bien,

$$n_3 \leq n_2 \leq n_m \leq n_1. \quad (2.15)$$

De esta manera cada modo de propagación de la guía está relacionado con un valor permitido del ángulo θ_m que a su vez está asociado a un índice de refracción efectivo determinado. En una guía de onda particular el número de modos, la separación entre los índices efectivos y la distribución transversal del campo electromagnético asociada a cada modo, dependen de la profundidad de la guía, de su perfil de índice de refracción y la longitud de onda de la luz guiada.

Si lo que queremos es determinar cuántos modos soporta una determinada guía asimétrica, y cuáles son sus constantes de propagación correspondientes, este método es adecuado. No obstante, si estamos interesados en conocer la distribución del campo electromagnético en la estructura, este método no suministra dicha información, y el tratamiento electromagnético se torna necesario.

2.2.2 Aproximación electromagnética

Si tenemos en cuenta la propagación de luz en un dieléctrico y consideramos que el medio es no magnético (ya que si no lo fuera tendríamos que incluir la densidad de corriente de magnetización del medio para la ley de Ampère), lineal e isótropo las ecuaciones de Maxwell se pueden expresar como [1]:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{E} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}\end{aligned}\tag{2.16}$$

Donde ε_0 es la permitividad eléctrica en el vacío, μ_0 la permeabilidad magnética del vacío, n el índice de refracción del medio y $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ y $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ los campos eléctricos y magnéticos respectivamente. A partir del grupo de ecuaciones 2.16 se obtienen las ecuaciones de onda para los campos eléctrico y magnético en forma de ecuaciones de Helmholtz, las cuales vienen expresadas como:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \nabla \left(\frac{1}{n^2} \nabla n^2 \mathbf{E} \right) - \varepsilon_0 \mu_0 n^2 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0\tag{2.17}$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + \frac{1}{n^2} \nabla n^2 \times (\nabla \times \mathbf{H}) - \epsilon_0 \mu_0 n^2 \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.18)$$

Si el medio es homogéneo ($\nabla n^2 = 0$) se puede obtener una ecuación escalar para cada componente de los campos eléctrico y magnético. Además, dado que en el caso de las guías planas el índice de refracción depende únicamente de una coordenada (es decir, la profundidad y tomándola como “ x ” se tendría $n = n(x)$) y escogiendo cualquiera de las otras dos componentes como la dirección de propagación (en este caso se escogerá que la dirección de propagación es el eje z), las soluciones al grupo de ecuaciones de 2.17 y 2.18 se pueden escribir como [6]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(x) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2.19)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(x) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2.20)$$

Donde ω y β son la frecuencia angular y la constante de propagación respectivamente.

Las ecuaciones 2.19 y 2.20 representan una onda plana propagándose en la dirección del eje z y cuya amplitud depende de la profundidad x .

Para encontrar los modos de propagación en una guía de onda plana se estudiarán dos situaciones independientes: una cuando el campo eléctrico asociado con el modo sólo tiene una componente transversal (modos TE , transversal eléctrico); y un segundo caso cuando el campo eléctrico únicamente tiene componente paralela, en cuyo caso las soluciones se denominan TM (transversal magnético).

2.2.2.1 Modos TE

En este caso debemos encontrar la solución general para las amplitudes complejas $\mathbf{E}(x)$ y $\mathbf{H}(x)$, cuando el vector de campo eléctrico tiene únicamente una componente perpendicular referida al plano de incidencia. En la Figura 2.6, la componente perpendicular del campo eléctrico es

E_y (lo que implica que la componente del campo magnético $H_y = 0$), de manera que los campos eléctricos y magnéticos quedan de la forma $\mathbf{E} = (0, E_y, 0)$ y $\mathbf{H} = (H_x, 0, H_z)$.

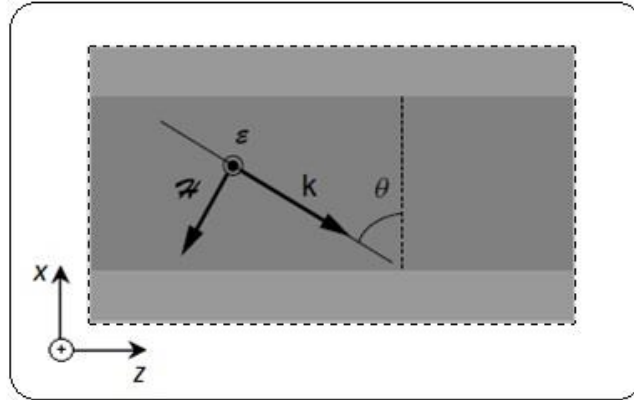


Figura 2.6. Propagación TE en una guía de onda plana, donde el vector \mathbf{k} representa el vector de onda y la dirección de propagación. El eje y de la figura apunta hacia afuera de la página en dirección del lector y las áreas más oscuras representan índices de refracción mayores.

Sustituyendo los campos resultantes de las ecuaciones 2.19 y 2.20, en las ecuaciones 2.16 se obtienen las siguientes ecuaciones:

$$H_x(x) = -(\beta/\omega\mu_0)E_y(x)$$

$$H_z(x) = (i/\omega\mu_0)\frac{\partial E_y(x)}{\partial x} \quad (2.21)$$

$$i\beta H_x(x) + \frac{\partial H_z(x)}{\partial x} = -i\omega\varepsilon_0 n^2(x)E_y(x)$$

que relacionan las componentes E_y , H_x y H_z . Si ahora sustituimos las dos primeras ecuaciones en la tercera, obtenemos una ecuación diferencial que involucra únicamente a la componente E_y del campo eléctrico:

$$\frac{dE_y(x)}{dx^2} + (k_0 n^2(x) - \beta^2)E_y(x) = 0 \quad (2.22)$$

Donde $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ siendo λ_0 la longitud de onda de la luz en el vacío, que se relaciona con la frecuencia angular de la forma $\omega = 2\pi c/\lambda_0$. De este modo entre las ecuaciones 2.21 y 2.22 se obtiene la solución para los campos $\mathbf{E}(x)$ y $\mathbf{H}(x)$. Además dado que la ecuación de la que se obtiene la componente $E_y(x)$ es una ecuación diferencial de segundo orden, esto conlleva la necesidad de imponer condiciones de frontera, lo que implica la continuidad de las componentes tangenciales de los campos \mathbf{E} y \mathbf{H} (en este caso las componentes E_y y H_z) en las fronteras de la guía con la cubierta o entre la guía y el sustrato.

2.2.2.2 Modos TM

Consideremos ahora el caso en el que el campo eléctrico tiene sólo una componente paralela al plano de incidencia. En este caso el campo magnético ha de ser perpendicular a dicho plano (Figura 2.7), de manera que los campos eléctrico y magnético quedan de la forma $\mathbf{H} = (0, H_y, 0)$ y $\mathbf{E} = (E_x, 0, E_z)$.

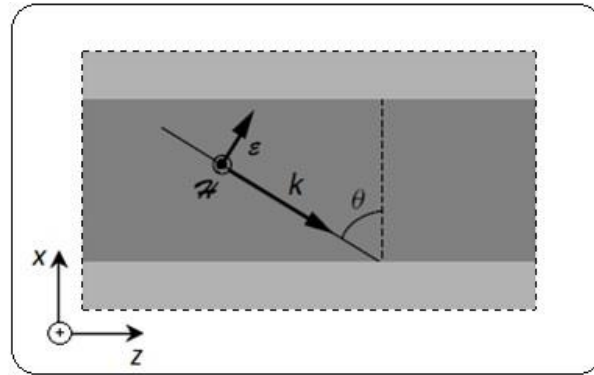


Figura 2.7. Propagación TM en una guía de onda plana. Las áreas más oscuras representan índices de refracción mayores.

Procediendo de manera análoga que con los modos TE , se obtienen las ecuaciones:

$$E_x(x) = -(\beta/\omega\epsilon_0 n^2)H_y(x)$$

$$E_z(x) = (1/i\omega\epsilon_0 n^2)\frac{\partial H_y(x)}{\partial x} \quad (2.23)$$

$$i\beta E_x(x) + \frac{\partial E_z(x)}{\partial x} = i\omega\mu_0 H_y(x)$$

De donde se puede establecer que la ecuación de onda para los modos TM es:

$$\frac{d^2 H_y(x)}{dx^2} - \frac{1}{n^2} \frac{dn^2}{dx} \frac{dH_y(x)}{dx} + (k_0^2 n^2(x) - \beta^2) H_y(x) = 0 \quad (2.24)$$

Esta ecuación es más compleja que la obtenida para modos TE , pero si suponemos que el índice de refracción es constante, desaparece el segundo término de la ecuación resultando:

$$\frac{d^2 H_y(x)}{dx^2} + (k_0^2 n^2(x) - \beta^2) H_y(x) = 0 \quad (2.25)$$

que es idéntica a la obtenida para modos TE , solo que ahora ésta expresión es función del campo magnético en vez del campo eléctrico. Una vez más la solución de esta ecuación conlleva la imposición de unas condiciones de frontera, que implica la continuidad de las componentes transversales de los campos eléctrico y magnético en las fronteras, que este caso son las componentes E_z y H_y .

A partir de las ecuaciones 2.22 y 2.25 se pueden encontrar las soluciones generales de los campos eléctrico y magnético para guías de onda. Para ello supondremos que el campo eléctrico para los modos TE (sería análogo para el campo magnético en el caso de modos TM) es de la forma:

$$E_y(x) = A e^{i\gamma_j x} + B e^{-i\gamma_j x} \quad (2.26)$$

donde A y B son dos constantes que deben ser calculadas después de imponer las condiciones de contorno, j es un subíndice que indica los distintos medios de la guía (cubierta, núcleo y sustrato) y γ_j un parámetro que viene definido por:

$$\gamma_j = (k_0^2 n_j^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (2.27)$$

el cual es diferente para cada región de la guía y que vendrán caracterizadas por n_j . De esta manera el campo electromagnético está representado por una función senoidal cuando γ_j sea real y por una función exponencial cuando γ_j sea imaginaria. En particular si se procede a la resolución de la

ecuación para los casos concretos de los diferentes tipos de guías planas existentes, se comprueba que el campo electromagnético es senoidal en el núcleo de la guía y decae exponencialmente tanto en el recubrimiento como en el sustrato (ondas evanescentes), como se aprecia en la siguiente figura 2.8.

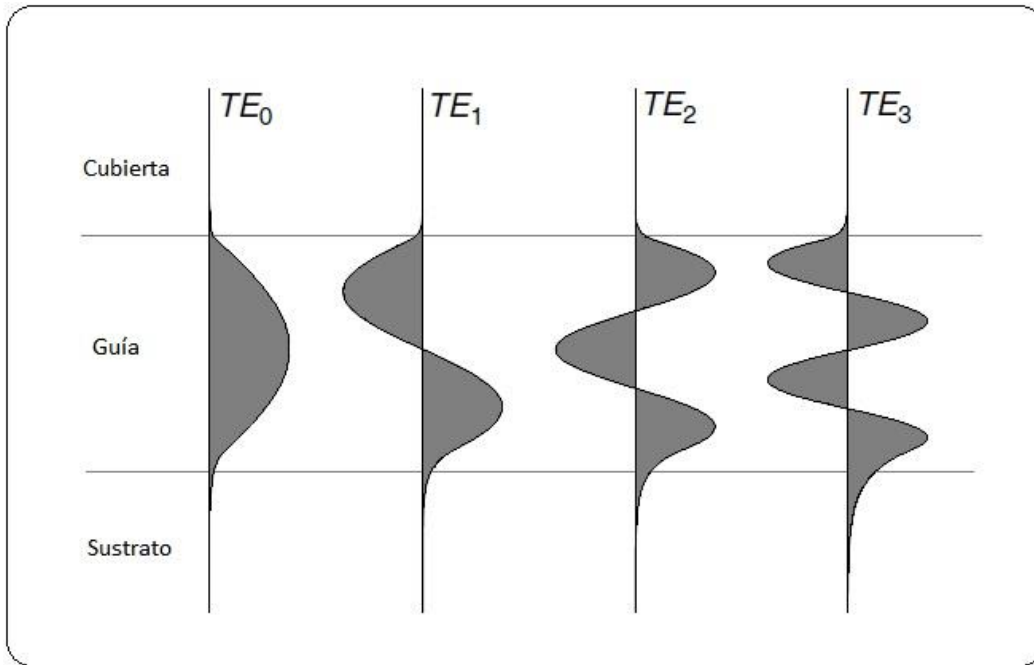


Figura 2.8. Distribución del campo eléctrico para distintos modos TE guiados para una guía de onda plana asimétrica.

Es conveniente introducir un nuevo parámetro adimensional, llamado *índice de refracción efectivo* n_m , directamente relacionado con la constante de propagación β de un modo de propagación a través de la ecuación [6]:

$$\beta \equiv k_0 n_m \quad (2.28)$$

Siguiendo esta definición, el índice de refracción efectivo n_m representa el índice de refracción experimentado por los modos de propagación a lo largo del eje z .

2.3 Guía de onda plana de barrera óptica

En comparación con otros métodos de fabricación de guías de ondas, la implantación de iones tiene algunas ventajas únicas. Entre ellas parece ser una técnica muy adecuada para la producción de estructuras de guías de onda en la mayoría de los materiales ópticos [7].

Desde las primeras aplicaciones de la implantación de iones ligeros en materiales cristalinos se ha observado la modificación del índice de refracción del material, tal como se muestra en la figura 2.9. Poco antes de la región espacial en donde quedan implantados los iones se produce la mayor cantidad de daño en el sustrato debido al frenado donde dominan las colisiones ion-núcleo atómico. Es en esta zona en donde se genera la mayor cantidad de desplazamientos de átomos en la red, y por lo general, produciendo una menor densidad atómica. Esto se traduce en una disminución en el índice de refracción del medio. Además, este cambio en el índice de refracción genera la formación de una barrera óptica a unos cuantos micrómetros de profundidad. De esta manera se obtiene una zona limitada entre esa barrera y la superficie, cuyo índice de refracción resulta mayor que el de las regiones que le rodean, permitiéndole actuar como una guía de onda. A este tipo de estructura se le conoce como guía de onda de barrera óptica, figura 2.10.

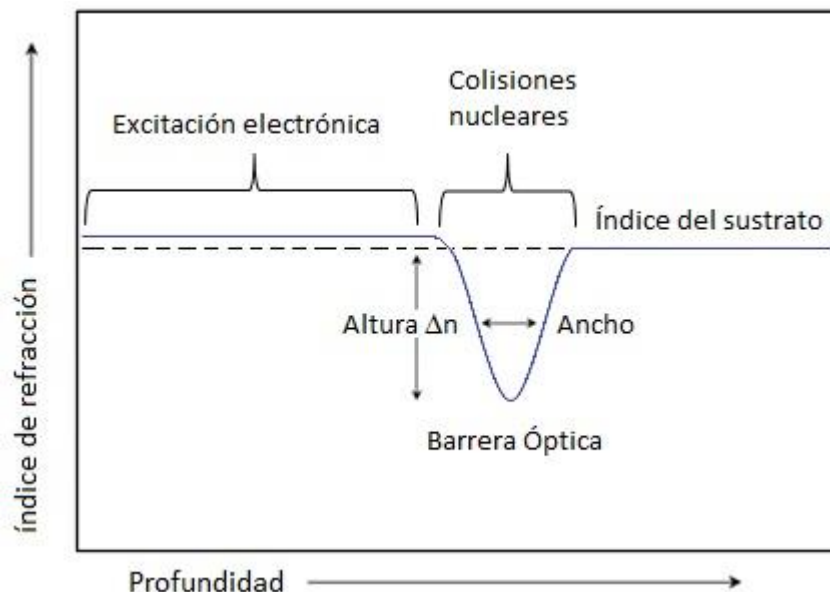


Figura 2.9. Modificación del índice de refracción de materiales cristalinos por implantación de iones.

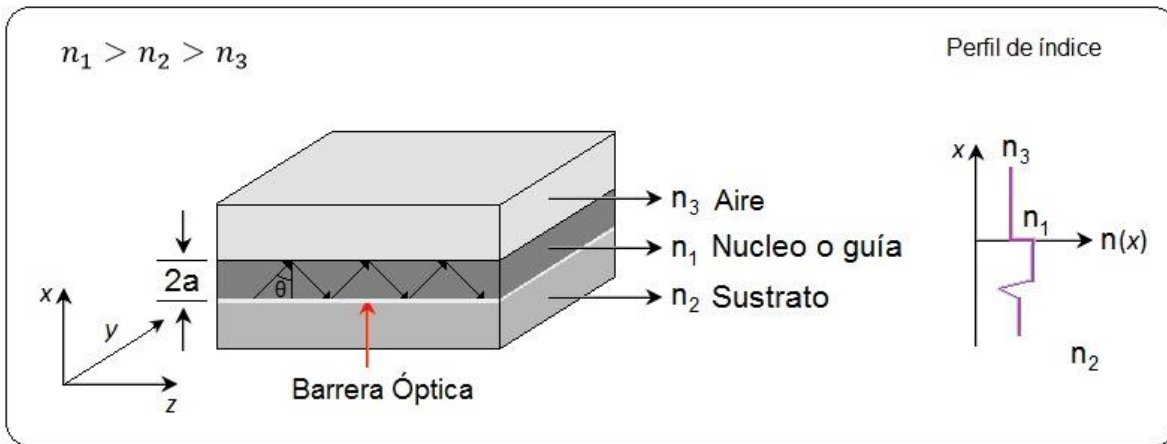


Figura 2.10. Estructura de una guía $n_1 > n_2 > n_3$ de onda plana de barrera óptica. Un cambio negativo en el índice de refracción en la región cercana en donde quedan implantados los iones. En el esquema las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.

2.4 Procesos de fabricación de guías de onda planas

Existen diferentes métodos para la fabricación de guías de onda planas. En general, estas técnicas se pueden clasificar en dos grupos: a) las basadas en la construcción de capas con materiales con un índice de refracción diferente del sustrato, y b) las basadas en la modificación del índice de refracción del sustrato. En el primer grupo se encuentra el crecimiento de recubrimientos o películas en capas por procesos de crecimiento epitaxial o depósitos por erosión iónica (“*sputtering*”) [8, 9].

El proceso de “*sputtering*”, también llamado de pulverización catódica, por ejemplo consiste principalmente en el bombardeo iónico (por lo general se utilizan iones de Ar) de un material blanco (cátodo). Por efectos de este bombardeo los átomos superficiales del blanco son arrancados y depositados en un sustrato. En la figura 2.11 se muestra el esquema de un sistema de crecimiento de películas delgadas por medio de “*sputtering*”. A la cámara en donde se encuentran el blanco y el sustrato inicialmente se le hace vacío para disminuir su presión y así descontaminar la cámara de otros gases, posteriormente se le inyecta un gas (por lo regular inerte como el Ar para no producir reacciones químicas en el material). Para producir los iones el blanco y el sustrato se conectan a las terminales de una fuente de voltaje hasta producir una descarga en el gas que origine a los iones positivos a través de un plasma y que serán atraídos hacia el cátodo, en este caso el material blanco. Luego por efecto de las colisiones los átomos superficiales del blanco son arrancados y depositados en el sustrato en donde crecerá la película hasta obtener la capa deseada.

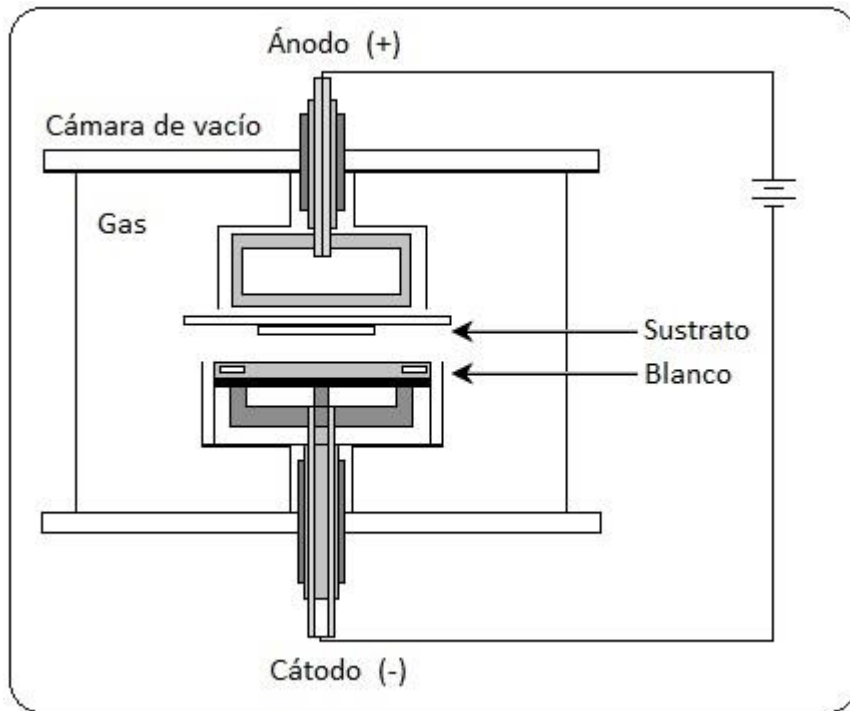


Figura 2.11. Diagrama esquemático de la técnica de crecimiento de películas o recubrimientos por erosión iónica o “*sputtering*”.

En el segundo grupo se encuentran las técnicas que incorporan átomos en una matriz o sustrato para producir cambios en el índice de refracción del medio a partir de la superficie. En este caso tenemos, por ejemplo, la difusión térmica, el intercambio iónico y la implantación de iones [7, 10-12] y para polímeros la técnica llamada sol-gel [13].

La difusión térmica es una técnica en la cual inicialmente se deposita una capa metálica sobre un sustrato en el cual queremos construir la guía. Posteriormente el sustrato con la película se somete a tratamientos térmicos a altas temperaturas para difundir los átomos metálicos de la película dentro del sustrato, tal como se muestra en la figura 2.12.

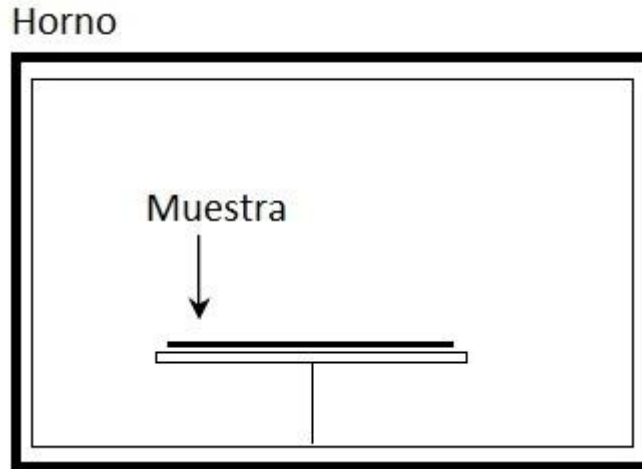


Figura 2.12. Diagrama esquemático de la técnica de difusión térmica.

El intercambio de iones es quizás la técnica menos compleja desde el punto de vista de equipamiento y consiste en sumergir una muestra del sustrato en un baño de una sal que contenga iones metálicos móviles (K^+ , Cu^+ , Ag^+ , ...) como se muestra en la figura 2.13. Las variaciones del índice de refracción y/o profundidad de penetración de los iones dependen fuertemente de los parámetros del proceso: que son básicamente la temperatura y el tipo de baño. Esta técnica es también muy empleada cuando los iones metálicos que se desean introducir en la matriz corresponden a elementos no miscibles en el sustrato.

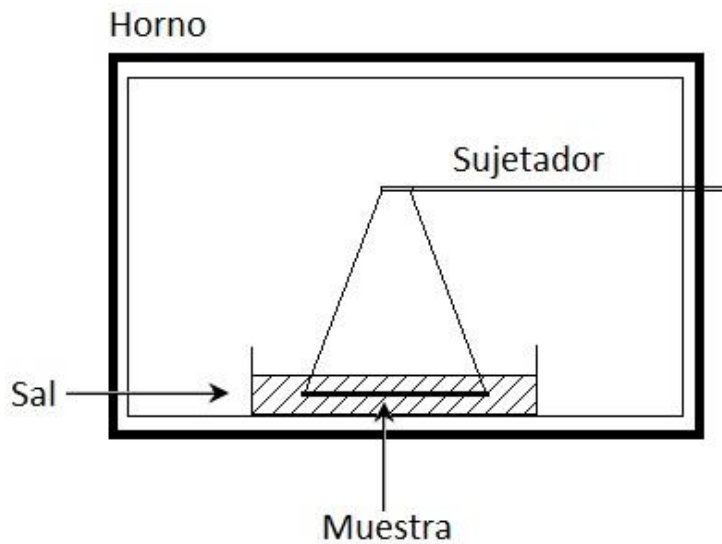


Figura 2.13. Diagrama esquemático de la técnica de intercambio iónico.

Cada una de estas técnicas presenta ventajas y desventajas. Una desventaja importante es que en algunos casos se requieren de procesos a muy alta temperatura, alrededor de los 400°C, lo cual las limita a que no puedan aplicarse a la mayoría de los materiales. Además tienen una capacidad limitada para ajustar el perfil del índice de refracción requerido.

Otra técnica de modificación de materiales es la implantación de iones, que fue la técnica utilizada en este trabajo. Con esta técnica los átomos empleados para cambiar el índice de refracción son introducidos “a la fuerza” en el sustrato. De esta manera pueden lograrse concentraciones de impurezas más allá del límite de solubilidad y además controlando la energía de implantación de los iones se puede ajustar la profundidad del perfil del índice de refracción deseado para varias aplicaciones [7]. Otras de las ventajas que presenta es que puede realizarse a temperatura ambiente e inclusive a bajas temperaturas que no presentan problemas secundarios de difusión.

2.5 Referencias

- [1] E. Hecht. "Óptica". Addison Wesley Iberoamericana. Madrid. 1998.
- [2] M. Koshiba. 1992. "Optica Waveguide Analysis". Avanced Science and Technology Series
- [3] B. E. Saleh y M. C. Teich. "Fundamental of Photonics". John Wiley and Sons, Inc. Primera edición. New York. 1991
- [4] M.J. Adams. "An introduction to optical waveguides". John Wiley and Sons Ltd. Chichester. 1981.
- [5] D. Marcuse. "Theory of dielectric optical waveguides". Academic Press, Inc. Segunda edición. Boston. 1991.
- [6] G. Lifante. "Integrated photonics, Fundamentals". ed. John Wiley & Sons. 2003
- [7] P. D. Townsend, P.J. Chandler and L. Zhang, "Optical effects of ion implantation". Cambridge Studies in Modern Optics: 13. Cambridge University Press 1994.
- [8] T. Yamashiki y K. Tsuda. "Low-loss waveguides of benzylidene-aniline derivatives by organic molecular beam heteroepitaxy". Opt. Lett 45. 2003
- [9] J. I. Mackenzie. "Dielectric solid-state planar waveguide laser: a review". IEEE J. Selec. Top. Quantum electron. 2007
- [10] R. V. Ramaswamy y R. Srivastava. "Ion-exchanged glass waveguides: a review". J. Light. Tech 6 (6). 1988.
- [11] G. Li, K. A. Winick, H. C. Griffin y J. S. Hayden. "Systematic modeling study of channel waveguide fabrication by thermal silver ion exchange". Appl. Opt 45. 2006.
- [12] H. Márquez, D. Salazar, A. Villalobos, G. Paéz y J. M. Rincon. "Experimental study of Cu+-Na+ exchanged glass waveguides". Appl. Opt 45. 1995.
- [13] R. Gvishi, G. Strum, N. Shitrit, R. Dror. "Optical waveguide fabrication using a fast sol-gel method". Optical Materials 30 (2008).

3 Caracterización de guías de onda planas

En este capítulo se describen los procedimientos comúnmente utilizados para la caracterización experimental de guías de onda planas. Así también se muestra un método para poder modelar el perfil de índice de refracción generado por la implantación de iones a partir de los índices de refracción efectivos de la guía de onda medidos experimentalmente.

Los modos de propagación de guías de onda planas están asociados a índices de refracción efectivos de acuerdo al perfil producido por la implantación. Experimentalmente lo que se suele medir son los índices de refracción efectivos de las guías y es a partir de estos que posteriormente se intenta reconstruir el perfil de índice. La reconstrucción se logra mediante la comparación de los índices efectivos experimentales con simulaciones de índices efectivos teóricos asociados con un perfil de índice propuesto. De esta manera, entre mayor sea la coincidencia entre los índices de refracción efectivos se tendrá una mayor idea acerca del perfil de índice de la guía.

Varios modelos empleados para calcular teóricamente los índices de refracción efectivos están basados en la analogía con la ecuación de Schrödinger de la mecánica cuántica al resolverla utilizando el método WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin). En este caso la ecuación de onda electromagnética en el medio considera el paso de la onda por un potencial que depende del perfil de índice de refracción de la guía en función de la profundidad, de tal forma que $V(x) = -n^2(x)$. Aquí el método WKB de la mecánica cuántica ha sido adaptado para calcular los índices efectivos de los modos en guías planas con un perfil de índice de refracción gradual [1]. Así este método reconstruye el perfil de índice de refracción suponiendo que un modo particular sólo es afectado por la forma del pozo debajo de él (ésta suposición reduce el número de cálculos para su determinación aumentando la velocidad de aplicación del método). No obstante, la técnica sólo es válida en regiones donde el perfil varía suavemente (del orden de una longitud de onda) y no es aplicable tal cual a guías de barrera óptica, ya que en estas guías los modos más altos “ven” a la barrera óptica como un cambio brusco del índice de refracción [2]. Además de esto, las guías de onda soportan modos no estacionarios (modos de radiación) que tienen una alta probabilidad de filtración, y la aproximación WKB sólo considera autovalores ligados perfectamente para una determinación única de las soluciones discretas [3]. Los modelos más adecuados para aplicarse a una guía de onda plana creada por implantación de iones serán detallados más adelante, una vez explicada la manera de medir los índices de refracción efectivos.

3.1 Acoplamiento por prisma

Para caracterizar el perfil de índice de refracción en guías de onda planas es muy importante poder acoplar luz dentro de los modos de la guía. En general existen tres métodos de acoplamiento para excitar a los modos de una guía de onda, ellos son “*fibre-coupling*”, “*end-coupling*” y “*prism-coupling*”. El “*fibre-coupling*”, o acoplamiento por fibra, consiste en el acoplamiento de una fibra óptica con el canto del sustrato en la región donde se encuentra la guía plana. Este procedimiento es el utilizado principalmente para las aplicaciones de transmisión de luz por la guía. El “*end-coupling*” es análogo al anterior, pero la fibra se acopla a la salida de la guía de onda, permitiendo observar los perfiles de campo eléctrico y medir las pérdidas de intensidad por su paso a lo largo de la guía. Finalmente el “*prism-coupling*”, o acoplamiento por prisma, es utilizado para medir los índices de refracción efectivos de una guía de onda [3]. Este último tipo de acoplamiento fue el utilizado en esta tesis, por lo que a continuación se describe con más detalle.

Tien *et al.* [4] fueron los primeros en utilizar el acoplamiento por prisma para la excitación de modos de propagación en guías de onda planas. Desde entonces, el acoplamiento por prisma se ha convertido en una importante técnica en el estudio de la óptica integrada. Este tipo de acoplamiento consiste en la utilización de un prisma hecho de un material con un índice de refracción n_p mayor que el del núcleo de la guía n_g . El prisma se coloca sobre la superficie de la guía de onda, tal como se muestra en la figura 3.1, y en donde queda una pequeña separación de aire entre la base del prisma y la superficie superior de la guía. Para lograr el acoplamiento este espacio de aire debe ser del orden de $0.1 \mu m$ [4], y que resulta ser aproximadamente una cuarta parte de la longitud de onda de la luz visible. Posteriormente un haz de luz de láser se envía a través de una de las caras del prisma para hacerse reflejar en su base.

El funcionamiento del acoplamiento se explica por el hecho de que bajo ciertas condiciones la reflexión total del haz incidente sobre la base del prisma es frustrada. Esto es, bajo ciertas condiciones y por una especie de efecto de “tunelaje” óptico la parte evanescente del haz incidente (figura 3.1) será transferida a la guía a través del contacto óptico entre el prisma y el sustrato.

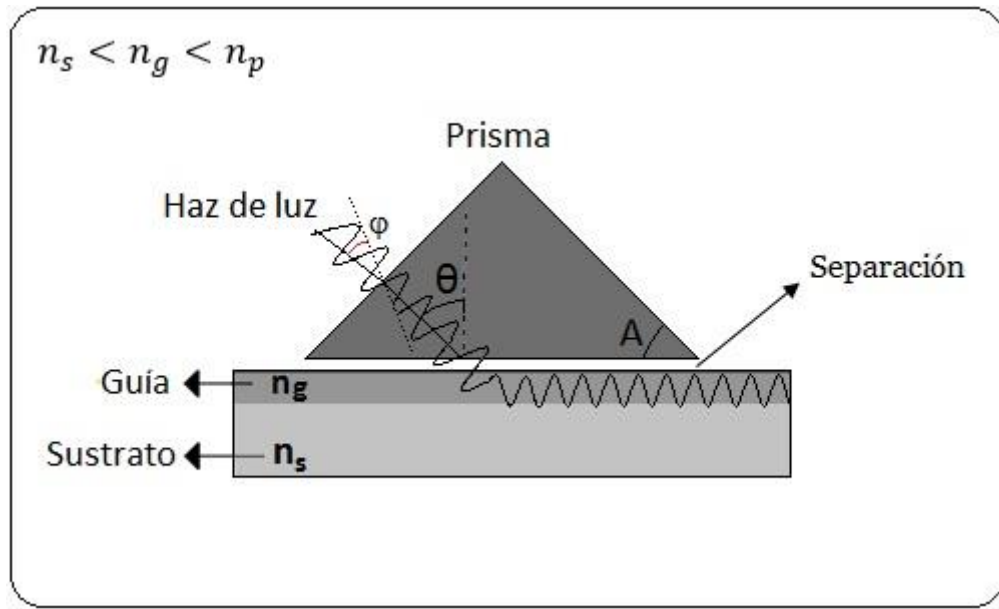


Figura 3.1. Acoplamiento de luz a una guía de onda por medio de un prisma de alto índice de refracción. Las áreas más oscuras representan índices de refracción mayores.

Un cálculo directo de los campos eléctricos en el espacio de aire sugiere que la eficiencia de acoplamiento entre el prisma y la guía de onda debe ser muy pequeña, aunque eficiencias de acoplamiento de más de 90% han sido observadas [5]. Una explicación simple es que la energía de la luz en el prisma es continuamente alimentada dentro de la guía de onda por sucesivas reflexiones y estas reflexiones entran en fase.

Las condiciones para que ocurra el acoplamiento entre el prisma y la guía son las siguientes [4]:

1. El haz incidente debe tener el ángulo de incidencia apropiado, tal que el campo evanescente en el espacio de separación viaje con la misma velocidad de fase que la del modo a ser excitado en la guía, éste ángulo de incidencia θ se logra variando el ángulo de incidencia del láser φ por medio de una montura rotatoria sobre la cual se encuentran fijos, la guía de onda, el prisma y el detector.
2. Como los modos en la guía pueden tener distinta polarización (*TE* o *TM*), el haz incidente debe tener la misma polarización que la del modo a excitar.
3. La guía debe colocarse muy cerca de la base del prisma, típicamente la separación debe ser del orden de media longitud de onda, esto se logra presionando con un pistón el prisma contra la guía en un punto específico.

Una vez satisfechas las condiciones 2 y 3, la condición 1 establece que el acoplamiento de la luz ocurre al cumplirse la condición de fase:

$$kn_p \text{sen} \theta = kn_m \quad (3.1)$$

Donde k es el número de onda en el vacío, θ es el ángulo de incidencia del haz sobre la base del prisma y n_m es el índice efectivo del modo acoplado. El ángulo θ no se puede medir directamente pero sí se puede establecer una relación entre éste y el ángulo de incidencia φ y el ángulo del prisma A (ver figura 3.1) con que el haz incide sobre la cara del prisma, como [6]:

$$\theta = A + \text{arcsen} \left(\frac{\text{sen} \varphi}{n_p} \right) \quad (3.2)$$

De esta manera la ecuación (3.1) puede expresarse como:

$$n_m = n_p \text{sen} \left[A + \text{arcsen} \left(\frac{\text{sen} \varphi}{n_p} \right) \right] \quad (3.3)$$

La cual da el índice efectivo del modo acoplado en función de parámetros que se pueden medir experimentalmente. Como resultado de este acoplamiento se obtiene un espectro modal de líneas que son fáciles de medir experimentalmente determinando la posición angular del haz de luz para todos los modos excitados. Estas posiciones angulares pueden ser utilizadas para calcular la velocidad de fase de los modos normales de la guía, y por lo tanto, su índice de refracción efectivo y grosor de la guía.

3.2 Medición de índices de refracción efectivos

Para la medición experimental de los índices de refracción efectivos generalmente se utilizan dos tipos de arreglos los cuales son: el método de modos brillantes (*“bright modes”*) y el método de modos oscuros (*“dark modes”*) descritos a continuación [3].

3.2.1 Modos brillantes

La figura 3.2 muestra el arreglo experimental usado para observar un espectro modal de líneas brillantes. En este experimento, se utilizan dos prismas separados por una distancia d . El primero es para acoplar el haz de luz con los modos de propagación de la guía y el segundo se emplea para colectar la luz proveniente de los modos y proyectarla en una pantalla. Así la pantalla indicada a la derecha de la figura 3.2 es utilizada para mostrar la luz que emerge del prisma de salida. En ella cada línea corresponde a un modo de propagación excitado y la localización dependerá del ángulo de entrada del haz de luz en el primer prisma.

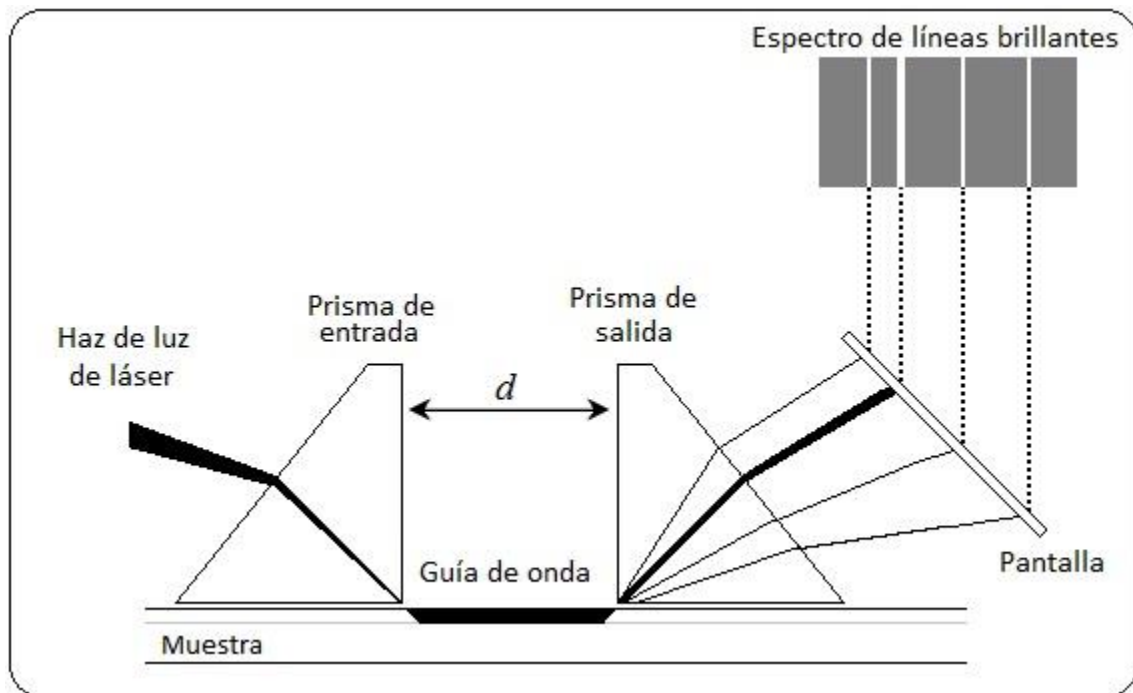


Figura 3.2. Arreglo experimental comúnmente usado para observar un espectro modal de líneas brillantes.

3.2.2 Modos oscuros

En la figura 3.3 se muestra un arreglo alternativo al de líneas brillantes para observar el espectro modal de líneas, en el cual se utiliza un solo prisma [3]. En contraste con la técnica de dos prismas éste es llamado método de modos oscuros ya que el espectro resultante en la pantalla consistirá en líneas oscuras. En este caso se hace pasar un haz de luz láser por un arreglo de lentes que lo enfoca en un prisma isósceles sobre la superficie de la guía. La figura que se observa en la

pantalla resultará ser un gran círculo brillante atravesado por varias líneas oscuras. El tamaño de dicho círculo será inversamente proporcional a la distancia focal f de las lentes convergentes. Si además en este arreglo se utiliza un expansor de haz se logrará el acoplamiento con varios modos al mismo tiempo, por lo que las franjas oscuras podrán observarse simultáneamente. En este tipo de acoplamiento las zonas oscuras en la pantalla son debidas a que la luz es transmitida a la guía y no reflejada hacia la pantalla.

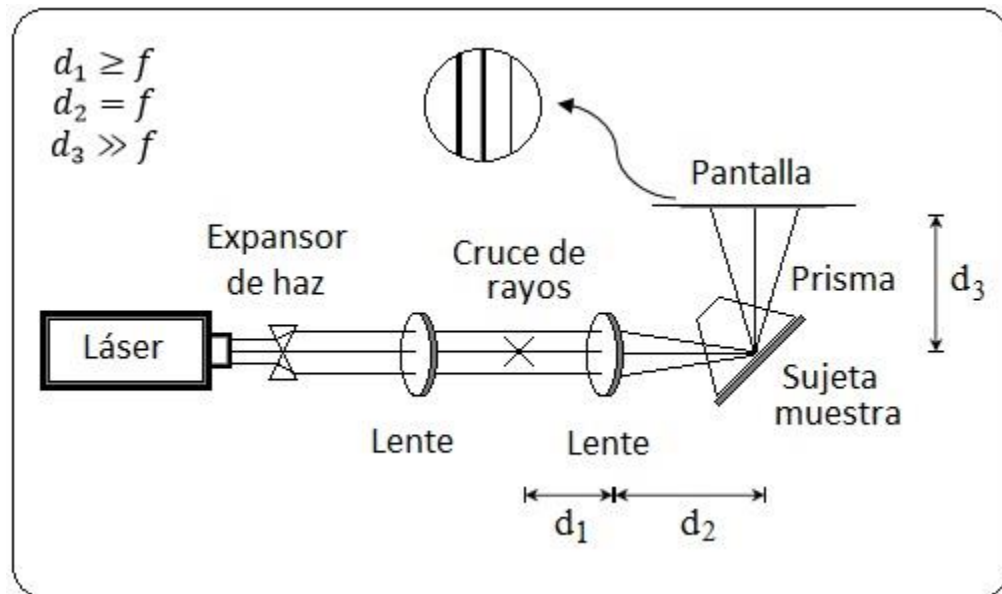


Figura 3.3. Arreglo experimental para el método de “modos oscuros”.

3.2.2.1 El equipo Metricon

El Metricon Model 2010/M Prism Coupler es un sistema automatizado que permite medir experimentalmente de manera rápida y precisa los índices de refracción efectivos de guías de onda (figura 3.4).

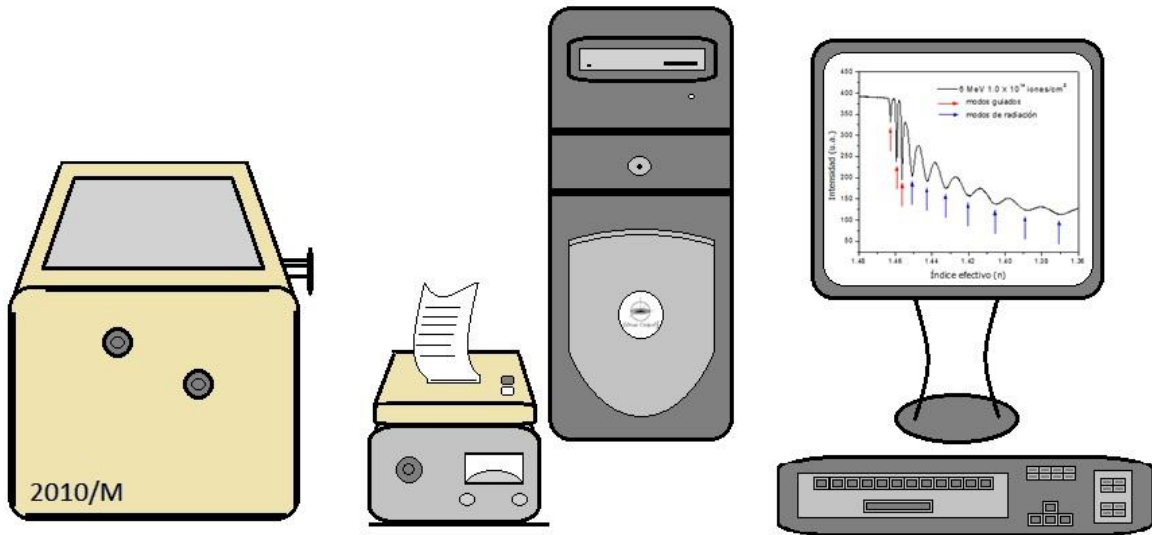


Figura 3.4. El Metricon Model 2010/M Prism Coupler.

Su funcionamiento se basa en el método de modos oscuros con algunas variantes. La guía de onda se pone en contacto óptico con un prisma de alto índice de refracción, con respecto al índice de refracción de la guía, por medio de un pistón neumático con una presión aproximada de 40 psi ($275.8 \times 10^3 Pa$). Un haz de luz láser con una longitud de onda $\lambda = 632.8 nm$ se hace incidir en una de las caras del prisma variando el ángulo φ que está relacionado con el ángulo de incidencia θ mediante la ecuación 3.3 (ver figura 3.5a), para ciertos valores discretos del ángulo θ los fotones no cumplen el criterio de la reflexión total interna produciéndose el efecto de “tunelaje óptico” entrando en un modo de propagación de la guía. En estos casos se produce una fuerte caída en la intensidad de la luz que llega a un fotodetector empleado en lugar de la pantalla [7]. En la figura 3.5b se muestra el espectro de intensidad de la luz registrado por el fotodetector después de variar el ángulo de incidencia del haz de luz sobre el prisma. Los mínimos locales de intensidad representan a las líneas oscuras que se obtendrían en la pantalla por el método de modos oscuros.

La posición de los mínimos de intensidad que están en función del ángulo de incidencia θ se relaciona a su vez directamente con el índice de refracción efectivo de cada modo mediante la ecuación (3.3). Los mínimos de intensidad registrados en la figura 3.4b se deben tanto a los modos guiados como a los de radiación. Con flechas rojas se han indicado los modos guiados y con flechas azules a los modos de radiación.

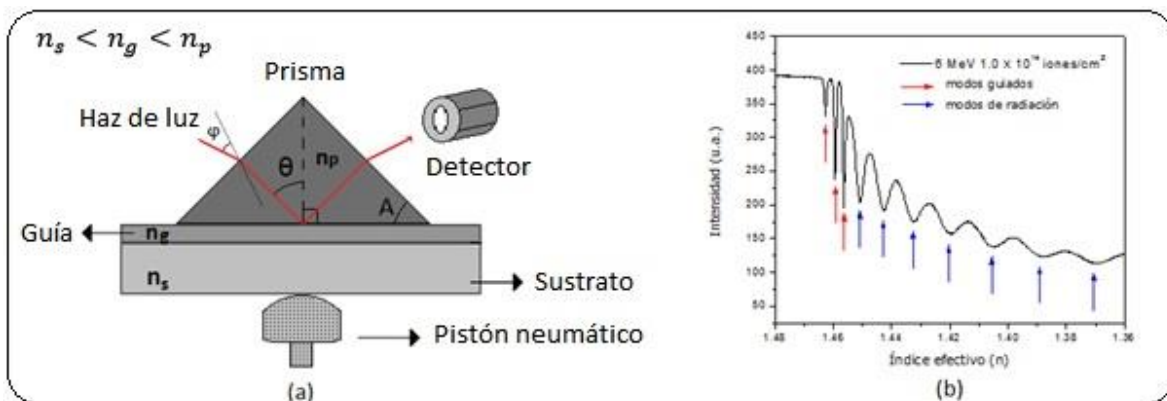


Figura 3.5 Acoplamiento por prisma (a) Esquema del arreglo experimental empleado. (b) Ejemplo de una de las gráficas obtenidas mediante esta técnica.

3.3 Aproximación del perfil de índice de refracción por multicapas

Para la caracterización del perfil de índice de refracción de la guía se utilizan modelos teóricos que nos permiten asociar el perfil de índice con los índices de refracción efectivos y así intentar igualar los modos teóricos con los modos obtenidos experimentalmente. Ya hemos mencionado el método WKB pero no resulta conveniente para las guías de onda de barrera óptica. Para estos casos se han desarrollado el método de aproximación por multicapas que calculan la reflectividad de una guía con núcleo no homogéneo en función del ángulo θ (o del índice efectivo) [8].

El método operativo se describe en la referencia [8] y consiste en lo siguiente:

Primero la guía se divide en N secciones o capas paralelas a la superficie plana del sustrato con espesor d_j y con diferente índice de refracción constante n_j . De esta manera el índice de refracción n de la guía plana se hace variar de la manera indicada en la figura 3.6. Bajo estas condiciones, la estructura de guía con perfil de índice de barrera óptica $n(x)$ queda definida por $(N + 1)$ regiones de índice de refracción constante n_j ($j = 0, 1, \dots, N$), en donde $n_0 = n_{\text{cubierta}}$ y $n_N = n_s$ (n_s el índice de refracción del sustrato). Además, si se definen las posiciones x_j a la izquierda de cada región, quedan automáticamente especificados los espesores de cada una de ellas, dados por $d_j = x_j - x_{j-1}$. Finalmente, el número de fronteras entre dos medios adyacentes será igual a N .

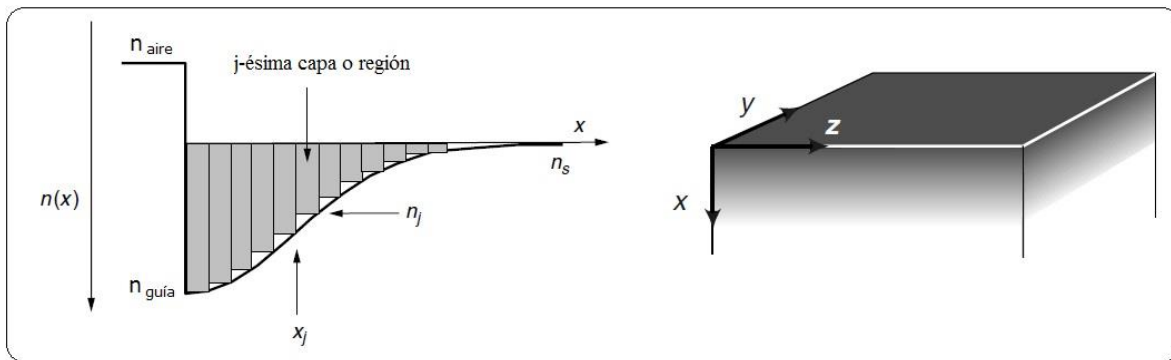


Figura 3.6. Seccionado de una guía con perfil de índice gradual.

Segundo, se restringen las soluciones a modos TE correspondientes a ondas planas. Esto es, que el campo eléctrico TE queda expresado como:

$$E_y = E_y(x)e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (3.4)$$

y además la amplitud $E_y(x)$ en cada sección n_j , que ahora posee un índice de refracción constante, cumplirá con la solución de la ecuación de onda para modos TE :

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + [k_0^2 n_j^2 - \beta^2] E_y = 0. \quad (3.5)$$

La solución general para la amplitud E_y del campo eléctrico para la capa j -ésima será:

$$E_j = A_j e^{i\gamma_j(x-x_j)} + B_j e^{-i\gamma_j(x-x_j)}; \quad (j = 0, 1, 2 \dots, N), \quad (3.6)$$

donde:

$$\gamma_j = \sqrt{k_0^2 n_j^2 - \beta^2}; \quad (j = 0, 1, 2 \dots N). \quad (3.7)$$

Siendo n_j el índice de refracción de la j -ésima región y β la constante de propagación del modo. El índice efectivo para un modo es calculado por $n_m = \beta/k_0$ ecuación (2.28).

Considerando las expresiones para la amplitud del campo eléctrico E_j y γ_j dadas por (3.6) y (3.7) respectivamente, en la región donde el índice de refracción n_j sea mayor que n_m , la solución para el campo eléctrico es una función senoidal, mientras que en aquellas regiones que posean un índice de refracción n_j menor que n_m el parámetro γ_j es una cantidad imaginaria, y por lo tanto el campo eléctrico mostrará un comportamiento exponencial.

Las constantes A_j y B_j (en general magnitudes complejas) vendrán determinadas al imponer la condición de continuidad para modos TE en las N interfases, las cuales son expresadas como:

$$E_j = E_{j+1} \quad \text{en} \quad x = x_j \quad (j = 0, 1, 2 \dots N), \quad (3.8)$$

$$\frac{dE_j}{dx} = \frac{dE_{j+1}}{dx} \quad \text{en} \quad x = x_j \quad (j = 0, 1, 2 \dots N). \quad (3.9)$$

Estas dos condiciones nos permiten expresar los coeficientes A_{j+1} y B_{j+1} en función de los coeficientes A_j y B_j . La búsqueda de soluciones para los modos guiados se establece con la condición de que el campo eléctrico debe decrecer exponencialmente en las regiones de la cubierta y del

sustrato. Por tanto, se comienza por imponer la condición de contorno en el recubrimiento $A_0 = 1$ y $B_0 = 0$, y se va variando el parámetro β hasta que se encuentra que el coeficiente A_N (correspondiente al sustrato) se anula. Este valor de la constante de propagación β corresponderá a un modo guiado, que poseerá un índice de refracción efectivo $n_m = \beta/k_0$.

Este método es aplicable a cualquier perfil de refracción, y sus soluciones serán tan exactas como se requiera. Además, el método no sólo calcula las constantes de propagación β de los modos guiados, sino que la expresión (3.6) suministra una información completa del perfil de campo eléctrico a lo largo de la estructura transversal de la guía, es decir, también calcula la constante de propagación β para modos de radiación.

Una última ventaja de este método es que admite índices de refracción complejos ($n_j + i\kappa_j$) en cualquiera de las regiones que definen la guía de onda, como por ejemplo en estructuras absorbentes, con ganancia o que incluyan láminas metálicas como electrodos de control. En este caso, la constante de propagación β será ahora un número complejo cuya parte imaginaria suministrará directamente el valor de pérdidas o ganancias de la guía de onda.

3.4 Referencias

- [1] P. Mathey, P. Jullien y J. L. Bolzinger. "Refractive-index profile reconstructions in planar waveguides by the WKB inverse method and reflectivity calculations". J. Opt. Soc. Am. B 12(9) 1995

- [2] E. Flores. "Estudio de guías de onda ópticas obtenidas por implantación de protones en cristales de Nd:YAG". Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. México. Tesis de Maestría. 2003.

- [3] P. D. Townsend, P. J. Chandler y L. Zhang, "Optical effects of ion implantation", Cambridge Studies in Modern Optics: 13. Cambridge University Press. 1994.

- [4] P. K.Tien, R. Ulrich y R. J. Martin. "Modes of propagating light waves in thin deposited semiconductor films". Appl. Phys. Lett. 14(9). 1969.

- [5] R. Ulrich. "Optimum Excitation of Optical Surface Waves," Journal Optical Society of America 61. 1971

- [6] S. Najafi. "Introduction to glass integrated optics", Artech House 1992.

- [7] Página web del fabricante: <http://www.metricon.com/basic.html#anchor1875481>

- [8] G. Lifante. "Integrated Photonics Fundamentals", Wiley 2003.

4 Desarrollo experimental

En este capítulo describimos los procesos que se siguieron para la fabricación de las guías de onda y los métodos empleados para determinar los cambios en las propiedades ópticas del sustrato y en particular el cambio en el índice de refracción.

4.1 Proceso de fabricación

4.1.1 Descripción del sustrato

Para la creación de las guías de onda planas en este trabajo se utilizaron sustratos rectangulares ($15\text{ mm} \times 5\text{ mm} \times 1.0\text{ mm}$) de sílice de alta pureza del tipo comercial General Electric 124 (GE-124). Éstos fueron adquiridos a la empresa Special Glass Products, Estados Unidos, y de tal manera que todas sus caras estén pulidas, el índice de refracción reportado por el fabricante para los sustratos es de 1.4585.

Se seleccionó este material por contener cantidades muy pequeñas de impurezas y una baja concentración de iones OH. Esto es debido a que la presencia de OH genera bandas de absorción óptica que se pueden confundir con las generadas debidas al daño por la irradiación con iones. De esta manera disminuimos el número de variables involucradas en este trabajo.

4.1.2 Selección y limpieza del sustrato

El primer paso consistió en la selección de los sustratos que se realizó mediante la observación de éstos con un microscopio óptico localizado en el Laboratorio Central de Microscopía del Instituto de Física de la UNAM (IFUNAM). Se seleccionaron para irradiar aquellos que tuvieron los cantos adecuadamente pulidos (Figura 4.1), ya que se pretende lograr un buen acoplamiento con fibras ópticas que será necesario para caracterizar diferentes propiedades de las guías, por ejemplo pérdidas o ganancias, modos transversales o confinamiento de la luz.

Previo a la implantación con iones es muy importante que los sustratos estén limpios de polvo y grasa. Por ello se limpiaron cuidadosamente haciendo uso en todo momento de guantes de

polietileno del tipo de exploración médica sin talco. Primeramente se les retiró suciedad visible haciendo uso de bastoncillos de algodón (“cotonetes”) humedecidos con alcohol. Posteriormente para retirar partículas mucho más pequeñas de suciedad son introducidos en un vaso de precipitado con una mezcla de agua destilada (50%) y alcohol etílico (50%), el cual a su vez se coloca durante 15 minutos en una cuba ultrasónica. Al terminar se sacan del vaso de precipitado con pinzas y son secados con aire producido por una secadora de cabello. Finalmente se colocan en una caja para muestras (tipo pastillero) libre de polvo y grasa.

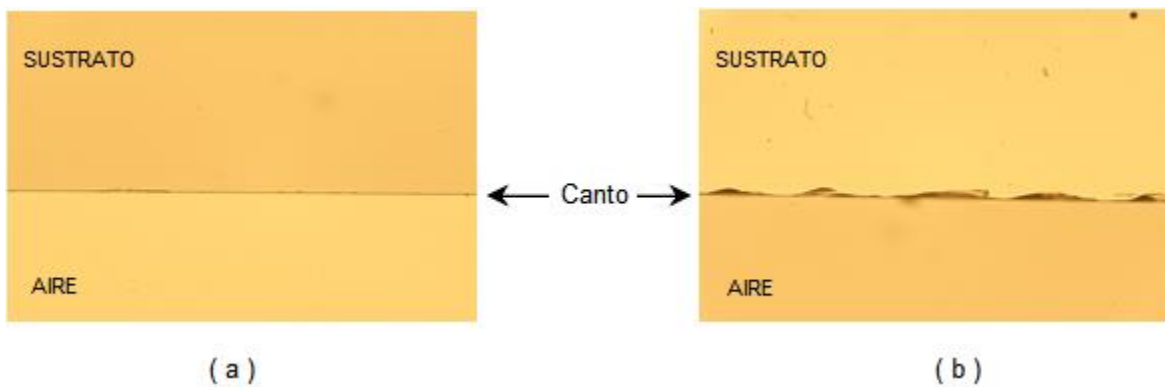


Figura 4.1. (a) Muestra el canto de un sustrato de sílice (GE-124) adecuadamente pulido. (b) Muestra el canto de un sustrato de sílice (GE-124) no adecuado.

4.1.3 Implantación de iones

Para generar la guía de onda los sustratos fueron irradiados con iones de carbono utilizando el acelerador de iones positivos Pelletron de 3 MeV del IFUNAM. Éste es un acelerador electrostático tipo tandem [1] Modelo 9SDH-2 en donde primeramente se producen iones negativos del elemento a implantar, los cuales son acelerados hacia una terminal de alto voltaje positivo. Una vez que estos iones negativos llegan a la terminal se les hace pasar por una celda con nitrógeno en donde por colisiones los iones negativos pierden electrones para quedar cargados positivamente. Por efecto de repulsión electrostática por la terminal son nuevamente acelerados en un segundo proceso. El potencial de la terminal del acelerador se determina a partir del estado de carga de los iones positivos y de la energía cinética que se desea que tengan. Para este tipo de acelerador la energía de los iones es:

$$E = e V (1 + q) \quad (4.1)$$

en donde e es la carga eléctrica fundamental ($e = 1.602 \times 10^{-19} C$), V es el potencial de la terminal en volts, y q es el estado de carga final del ion (+1, +2, +3,...).

Una vez acelerados los iones son dirigidos hacia la cámara de implantación por medio de un imán deflector que los dirige en la dirección deseada. El sustrato a irradiar se coloca en la cámara de implantación, la cual en el momento de operación se encuentra a una presión del orden de 10^{-6} a $10^{-7} Torr$. Además, los iones antes de llegar a la cámara pasan por un sistema electrostático deflector, que elimina átomos neutros que viajen con el haz de iones, y luego por un sistema barredor de haz que permite realizar la implantación de manera uniforme sobre el blanco (Figura 4.2).

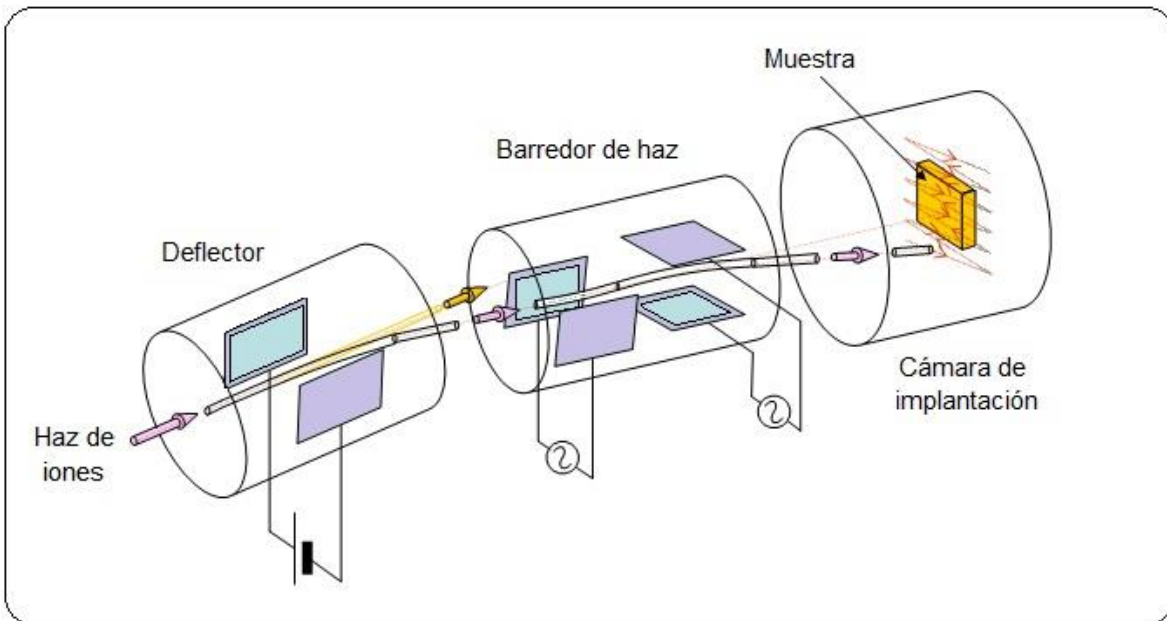


Figura 4.2. Esquema del sistema de implantación de iones en donde se muestra el deflector, el barredor de haz y la cámara de implantación además de la trayectoria que sigue el ion hasta llegar al sustrato o blanco.

Antes de colocar la muestra, se irradia un pedazo de papel térmico para verificar el tamaño del área donde se depositarán los iones y la uniformidad del barrido de iones sobre dicha área. Como queremos implantar toda una cara del sustrato, el área que debe de cubrir el barrido del haz de iones debe de ser mayor que el área del sustrato.

La cantidad de iones que se implantan en la muestra se expresa en términos de la afluencia Φ , que consiste en el número de iones implantados por unidad de área, tal como se indicó en la ecuación (1.1) del primer capítulo.

Una vez que se logran obtener las condiciones apropiadas se procede a colocar el sustrato de SiO_2 sobre un portamuestras utilizando pinzas de plástico o teflón. Esto se hace cuidando de no tocar los cantos de los lados de 15 mm para evitar despostillamientos o daños al canto pulido. Una vez montado el sustrato en el portamuestras, éste se coloca en el interior de la cámara de implantación. En esta cámara el portamuestras queda siempre con una inclinación de 8° entre la normal del sustrato y la dirección del haz. Una vez que se cierra la cámara se procede a hacerle vacío por medio de un sistema de bombeo turbomolecular apoyado por una bomba mecánica primaria. Una vez alcanzada la presión deseada en el interior de la cámara se procede a abrir una válvula que la conecta a la línea de vacío por donde se le hace incidir el haz de iones.

Los sustratos fueron irradiados con iones de carbono con estados de cargas $+1, +2$ y $+3$ dependiendo de su energía. Se eligió el carbono porque en trabajos anteriores se ha reportado un aumento en el índice de refracción de silicatos sódicos [2,3] con afluencias bajas a una energía de implantación de 6 MeV y un estado de carga de $+3$. En la tabla 4.1 se muestran las condiciones con las que fueron irradiados los sustratos de SiO_2 (energía, estado de carga y afluencia).

Se consideraron diferentes energías de implantación para estudiar la profundidad del daño generado por los iones implantados en función de su energía.

Para estudiar los efectos debidos a la afluencia de iones se consideraron solamente muestras irradiadas a una misma energía de 6 MeV .

Tabla 4.1. Parámetros utilizados para la implantación de los sustratos de SiO_2 del tipo General Electric 124.

Muestra	Ion	Energía [MeV]	Afluencia [<i>iones/cm²</i>]
1	C ⁺	3.0	1.5×10^{16}
2	C ⁺	3.0	2.0×10^{16}
3	C ²⁺	4.5	2.0×10^{16}
4	C ²⁺	6.0	1.0×10^{12}
5	C ²⁺	6.0	1.0×10^{13}
6	C ²⁺	6.0	1.0×10^{14}
7	C ²⁺	6.0	1.0×10^{14}
8	C ²⁺	6.0	5.0×10^{14}
9	C ²⁺	6.0	1.0×10^{15}
10	C ²⁺	6.0	5.0×10^{15}
11	C ²⁺	6.0	1.0×10^{16}
12	C ²⁺	6.0	1.5×10^{16}
13	C ²⁺	6.0	1.5×10^{16}
14	C ²⁺	6.0	2.0×10^{16}
15	C ²⁺	6.0	3.0×10^{16}
16	C ²⁺	7.0	2.0×10^{16}
17	C ³⁺	7.5	2.0×10^{16}
18	C ³⁺	9.0	2.0×10^{16}

4.2 Caracterización

4.2.1 Medición de índices efectivos

Una vez que los sustratos fueron implantados con los iones de carbono se procedió a realizar el análisis de las muestras por medio de la técnica de acoplamiento por prisma utilizando un equipo marca Metricon modelo 2010/M Prism Coupler. El equipo empleado bajo esta técnica operó con un haz de luz láser de Helio-Neón de 632.8 nm y un prisma reflector de rutilo (TiO_2), con $A \approx 50.9^\circ$ y con un índice de refracción de 2.1566, que nos permite medir índices efectivos en el rango de 1.10 – 1.99.

Mediante esta técnica se obtuvieron los patrones de intensidad de los modos, el número de modos de propagación que pueden soportar las guías de onda planas creadas, así como los índices de refracción efectivos asociados a dichos modos.

4.3.2 Microfotografías

Posteriormente se tomaron microfotografías a las muestras ya implantadas mediante un microscopio óptico localizado en el Laboratorio Central de Microscopía del Instituto de Física de la UNAM (IFUNAM), con ellas se obtuvo una estimación de la profundidad de la guía formada.

4.3.3 Reconstrucción del perfil de índice de refracción

A partir de los índices de refracción efectivos para cada muestra es posible obtener una estimación del perfil de índice de refracción generado por la implantación de iones. Para esto se utiliza el programa de cómputo llamado Ion Implanted WaveGuides creado por Ginés Lifante [4]. El programa está basado en el método de la aproximación por multicapas (ver sección 3.3), en este método el perfil de índice de refracción de una guía de onda con núcleo no homogéneo se aproxima mediante un número finito de capas homogéneas, a partir de estas capas se estima la reflectividad de la guía en función del ángulo (o índice efectivo) para obtener los valores teóricos de los índices de refracción efectivos correspondientes a los modos de propagación de la guía [5]. El programa tiene perfiles predeterminados pero permite variar el ancho, la profundidad y la altura del perfil, así como los valores de los índices de refracción del sustrato y de la región de la guía.

De manera más clara para obtener la forma del perfil de índice para las guías de onda planas la serie de pasos a seguir son:

1. Se elige una función analítica para el perfil de índice caracterizada por varios parámetros, esto se logra usando el programa de cómputo.
2. Se obtienen los valores de los índices de refracción efectivos para este perfil hipotético.
3. Se comparan estos valores de índice de refracción efectivos teóricos con los obtenidos experimentalmente por medio del Metricon Model 2010/M.
4. Se van variando los parámetros para modificar la forma del perfil de índice hasta que los índices efectivos teóricos y experimentales coincidan.

De esta manera se obtiene una aproximación óptima del perfil de índice de refracción para cada muestra.

En la figura 4.3 Se muestran ejemplos de capturas de pantalla del programa para una muestra de SiO_2 con implantación de iones de carbono a $6 MeV$.

En la figura 4.3a se observan los parámetros introducidos en el programa y el perfil de índice de refracción para una guía con perfil gradual a una profundidad de $5.65 \mu m$ mientras que en la figura 4.3b se observan los valores de los índices de los modos para esta guía (lado izquierdo) a una longitud de onda de $633 nm$. Aunque en la figura se observan 10 modos efectivos, sólo tres son modos guiados y los otros siete corresponden a modos de radiación del sustrato, ya que su valor es menor al índice de refracción del sustrato.

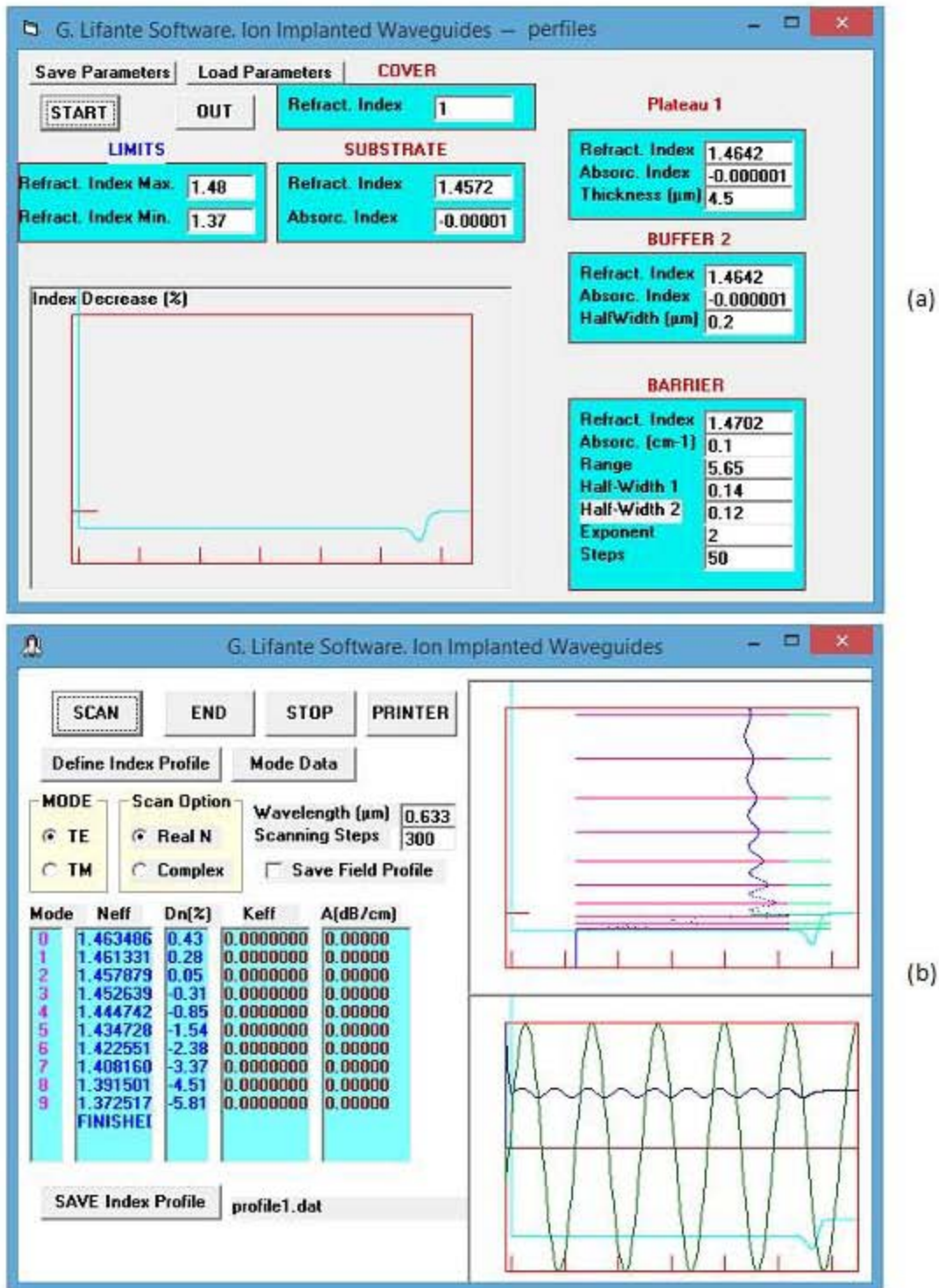


Figura 4.3. Capturas de pantalla de los resultados obtenidos con el programa Ion Implanted WaveGuides. a) Parámetros del perfil de índice supuesto. b) índices de refracción efectivos teóricos para el perfil supuesto. En el recuadro superior derecho se señalan con líneas verdes los índices de refracción efectivos experimentales y con líneas rojas los índices teóricos.

4.4 Referencias.

- [1] F. Alba "Aceleradores de partículas". 2ª ed. act. Colección: Serie de Física, Monografía No. 7. Editor Eva. V. Chesneau. Editorial Secretaría General de la Organización de los Estados Americanos. Washington D. C: Programa Regional de Desarrollo Científico y Tecnológico, 1982.
- [2] Shi-Ling Li, Ke-Ming Wang, Feng Chen, Xue-Lin Wang, Gang Fu, Qing-Ming Lu, Li-Li Hu, Ding-Yu Shen y Hong-Ji Ma. "Property studies of optical waveguide formed by 6.0 MeV carbon ion implantation into Nd:silicate glass". J. Phys. D: Appl. Phys. 38 (2005) 2899–2903
- [3] Shi-Ling Li, Ke-Ming Wang, Feng Chen, Xue-Lin Wang, Gang Fu, Qing-Ming Lu, Li-Li Hu, Ding-Yu Shen y Hong-Ji Ma, Rui Nie. "Low loss waveguide in Nd³⁺ -doped silicate glass fabricated by carbon ion implantation". Surface & Coatings Technology 200 (2005) 598– 601.
- [4] G. Lifante. "Integrated Photonics Fundamentals". Wiley, 2003.
- [5] E. Flores. "Estudio de guías de onda ópticas obtenidas por implantación de protones en cristales de Nd:YAG". Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. México. Tesis de Maestría. 2003.

5 Resultados y discusión

5.1 Fabricación de guías de onda planas

En la tabla 5.1 se muestran los parámetros utilizados durante la implantación de cada una de las muestras, así como el tiempo que duró la irradiación en minutos.

Tabla 5.1. Parámetros utilizados para la implantación para cada muestra.

Muestra	Ion	Energía [MeV]	Densidad de corriente [nA/cm ²]	Duración de la irradiación [minutos]	Afluencia [iones/cm ²]
1	C ⁺	3	222.21	665	1.5×10^{16}
2	C ⁺	3	283.3	485	2.0×10^{16}
3	C ²⁺	4.5	416.66	205	2.0×10^{16}
4	C ²⁺	6	83.33	< 1	1.0×10^{12}
5	C ²⁺	6	83.33	< 1	1.0×10^{13}
6	C ²⁺	6	125.00	5	1.0×10^{14}
7	C ²⁺	6	29.16	21	1.0×10^{14}
8	C ²⁺	6	69.44	41	5.0×10^{14}
9	C ²⁺	6	73.08	71	1.0×10^{15}
10	C ²⁺	6	134.51	210	5.0×10^{15}
11	C ²⁺	6	461.56	121	1.0×10^{16}
12	C ²⁺	6	777.77	115	1.5×10^{16}
13	C ²⁺	6	253.47	420	1.5×10^{16}
14	C ²⁺	6	1008.33	119	2.0×10^{16}
15	C ²⁺	6	354.16	485	3.0×10^{16}
16	C ²⁺	7	359.25	302	2.0×10^{16}
17	C ³⁺	7.5	813.72	224	2.0×10^{16}
18	C ³⁺	9	1070.00	210	2.0×10^{16}

5.2 Microfotografías

Después de la implantación con iones se observaron las guías resultantes mediante un microscopio óptico localizado en el Laboratorio Central de Microscopía del Instituto de Física de la UNAM (IFUNAM) y posteriormente se tomaron microfotografías de las guías para determinar la profundidad al compararla con la escala del microscopio. En las figuras 5.1a y 5.1b se muestran las microfotografías. En las figuras se aprecia la zona irradiada que se identifica como una franja oscura en el borde del sustrato (compárese con la figura 4.1a).

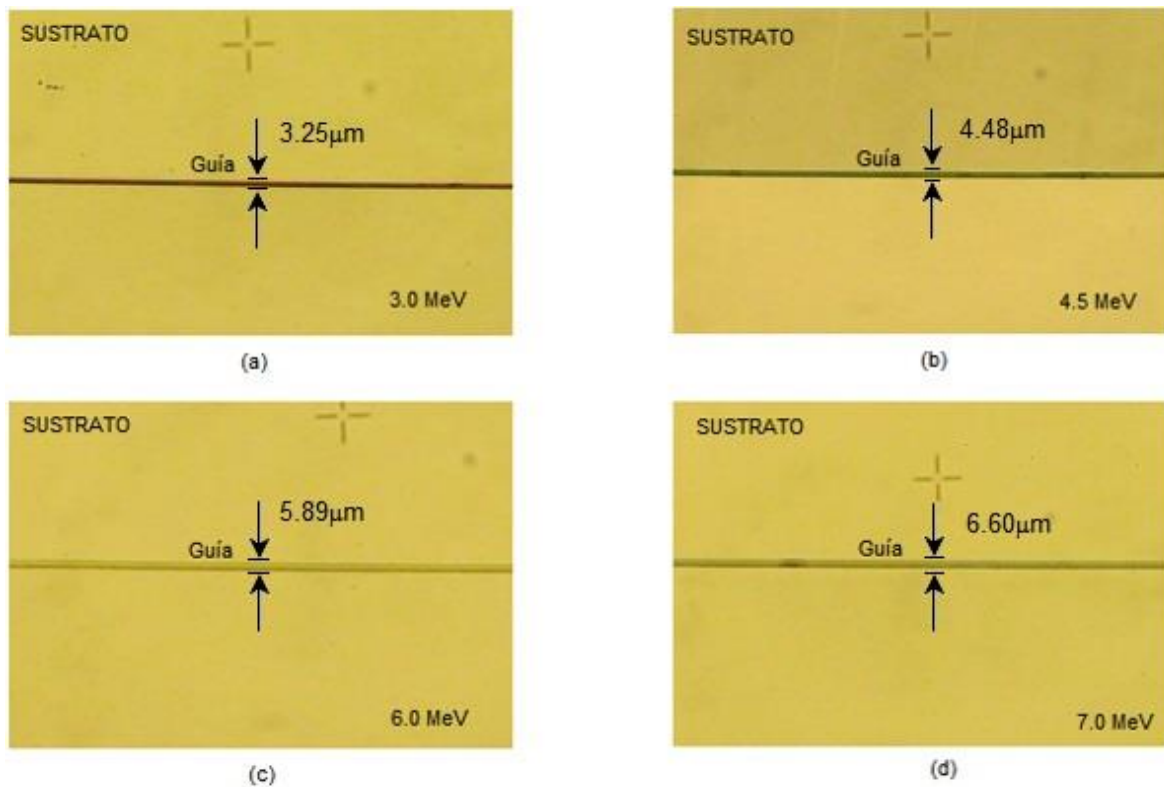


Figura 5.1a. Se muestran las microfotografías de las guías de onda creadas por la implantación de iones de carbono a las energías de 3.0, 4.5, 6.0 y 7.0 MeV. Con ellas es posible obtener una medida aproximada de la profundidad de la guía.

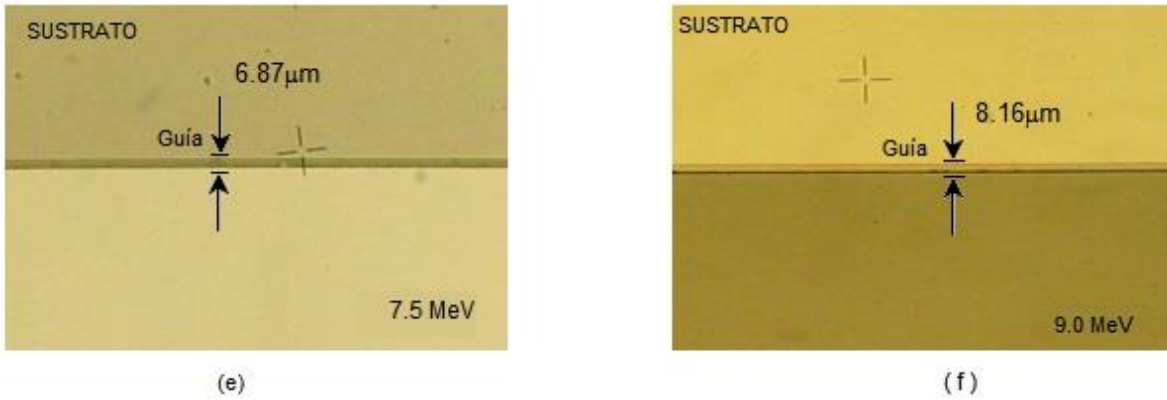


Figura 5.1b. Se muestran las microfotografías de las guías de onda creadas por la implantación de iones de carbono a las energías de 7.5 y 9.0 MeV. Con ellas es posible obtener una medida aproximada de la profundidad de la guía.

5.3 Índices de refracción efectivos

Con el método de acoplamiento de prisma primero se determinó el índice de refracción del sustrato de SiO_2 . En la figura 5.2 se muestra la gráfica de la intensidad de luz reflejada en función del índice de refracción efectivo. El índice de refracción medido para los sustratos fue de ~ 1.4572 para una longitud de onda de 632.8 nm .

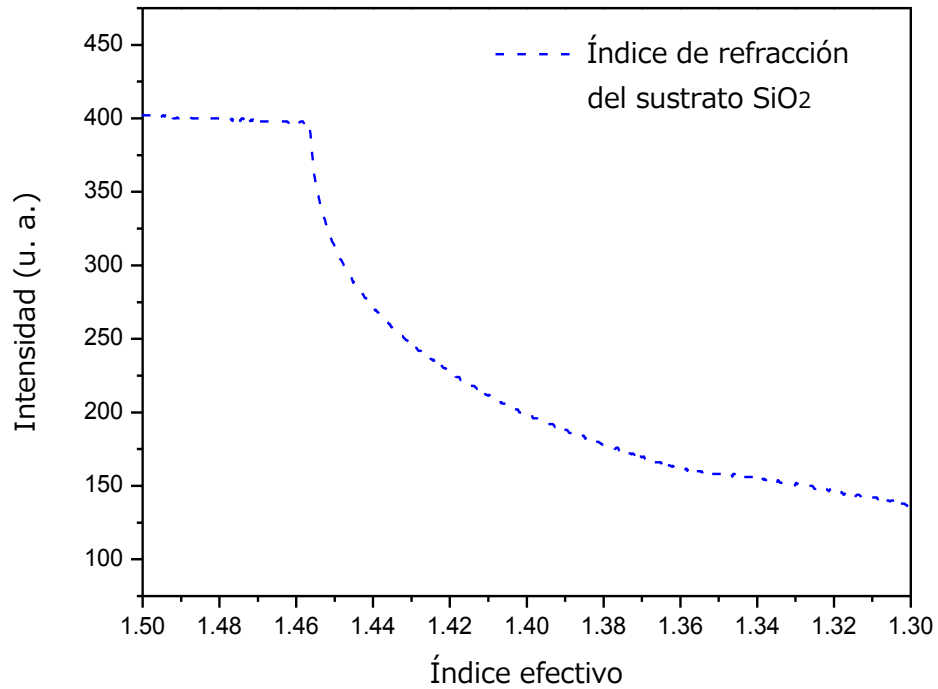


Figura 5.2. Se muestra la gráfica de intensidad reflejada contra el índice de refracción efectivo del sustrato (SiO_2) obtenido directamente utilizando el método de acoplamiento de prisma.

En la figura 5.3 se muestran las gráficas de la intensidad de la luz reflejada contra el índice de refracción efectivo obtenidas utilizando el equipo Metricon Model 2010/M para las muestras implantadas a diferentes energías ($3MeV$ y $4.5 MeV$), pero con una misma fluencia ($2 \times 10^{16} \text{ iones/cm}^2$). En esta figura se observan las caídas abruptas de intensidad medidas por el fotodetector, en donde con flechas rojas se han indicado aquellas debidas a los modos guiados y con flechas azules a aquellas debidas a los modos de radiación. Se observa un mayor número tanto de modos guiados como modos de radiación para una mayor energía de implantación.

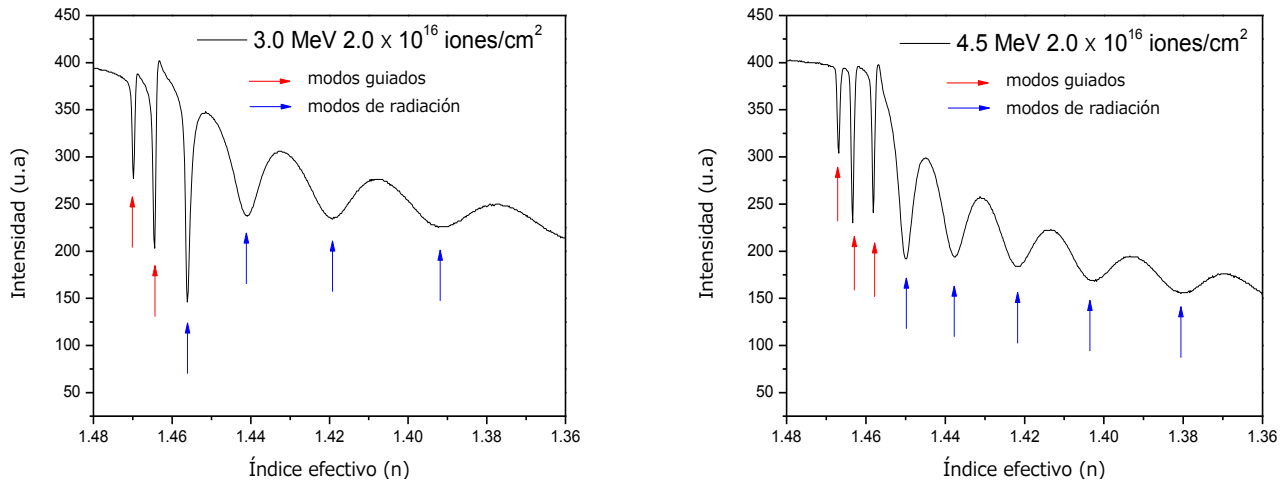


Figura 5.3. Se muestran las gráficas de la intensidad de la luz reflejada contra el índice de refracción efectivo obtenidas utilizando el equipo Metricon Model 2010/M para las muestras implantadas a diferentes energías (3MeV y 4.5 MeV) pero con una misma afluencia (2×10^{16} iones/cm²).

En la figura 5.4. Se muestran las gráficas de la intensidad de la luz reflejada contra el índice de refracción efectivo para las muestras implantadas a diferentes energías (6 MeV, 7 MeV y 9 MeV) pero con una misma afluencia (2×10^{16} iones/cm²). Se observa cómo el número de modos guiados y de radiación aumenta en función de la energía de implantación para todas las muestras, sin embargo para la muestra implantada 9 MeV resulta sólo de 3 modos guiados.

En la figura 5.5 se muestra las gráficas para muestras implantadas a una misma energía (6 MeV) con bajas afluencias ($1.0 \times 10^{12} - 5.0 \times 10^{15}$ iones/cm²). Se observa que para una afluencia de 1.0×10^{12} iones/cm² no presenta cambio en el índice de refracción ya que solo se encuentra el índice de refracción del sustrato pero a partir de una afluencia de 1.0×10^{13} iones/cm² se observa como comienza la formación de la guía de onda. También se observa que tanto el número de modos guiados como los de radiación se incrementan debido a la afluencia y no a la energía.

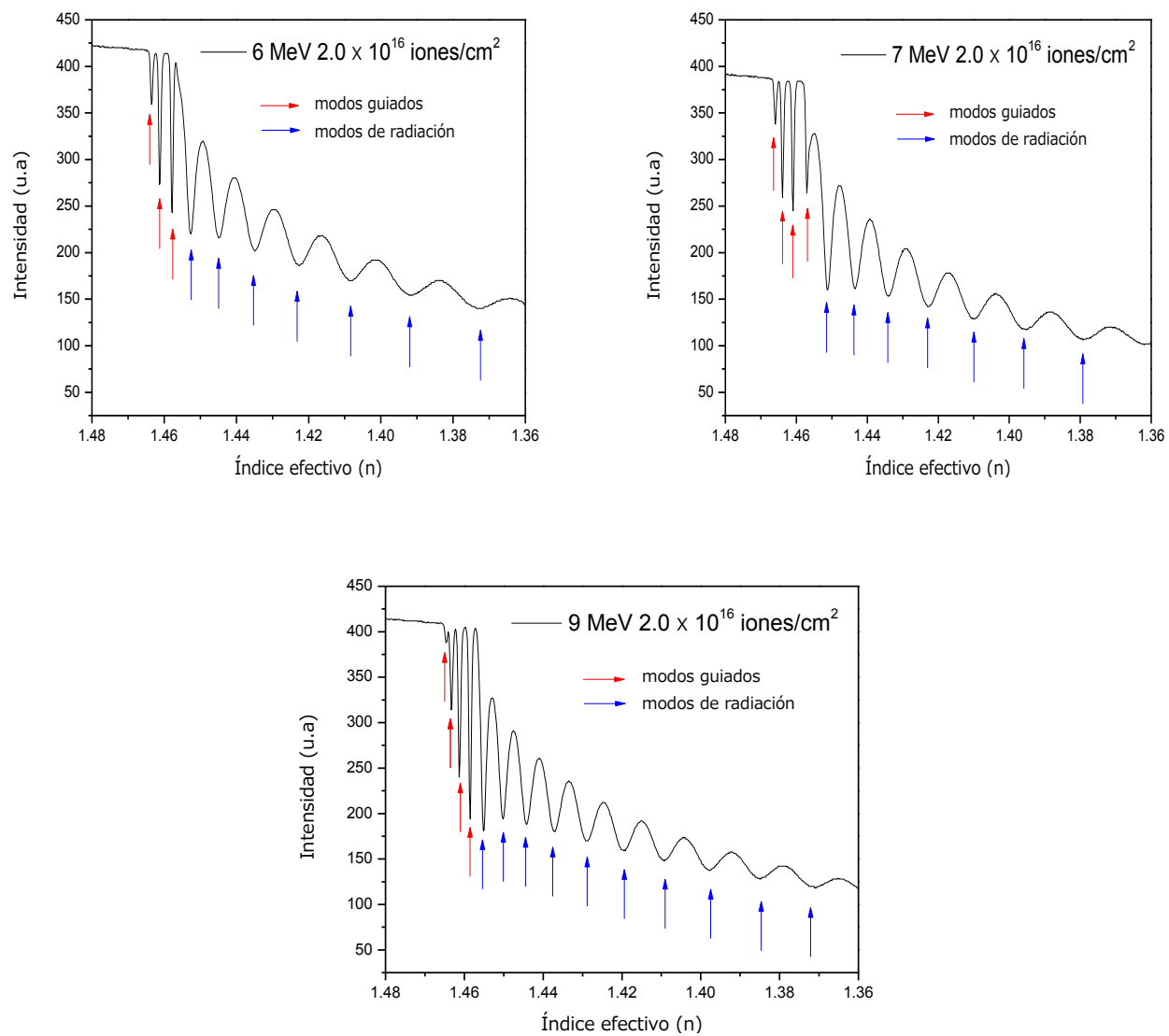


Figura 5.4. Se muestran las gráficas de la intensidad de la luz reflejada contra el índice de refracción efectivo para las muestras implantadas a diferentes energías (6 MeV, 7 MeV y 9 MeV) pero con una misma fluencia (2×10^{16} iones/cm²).

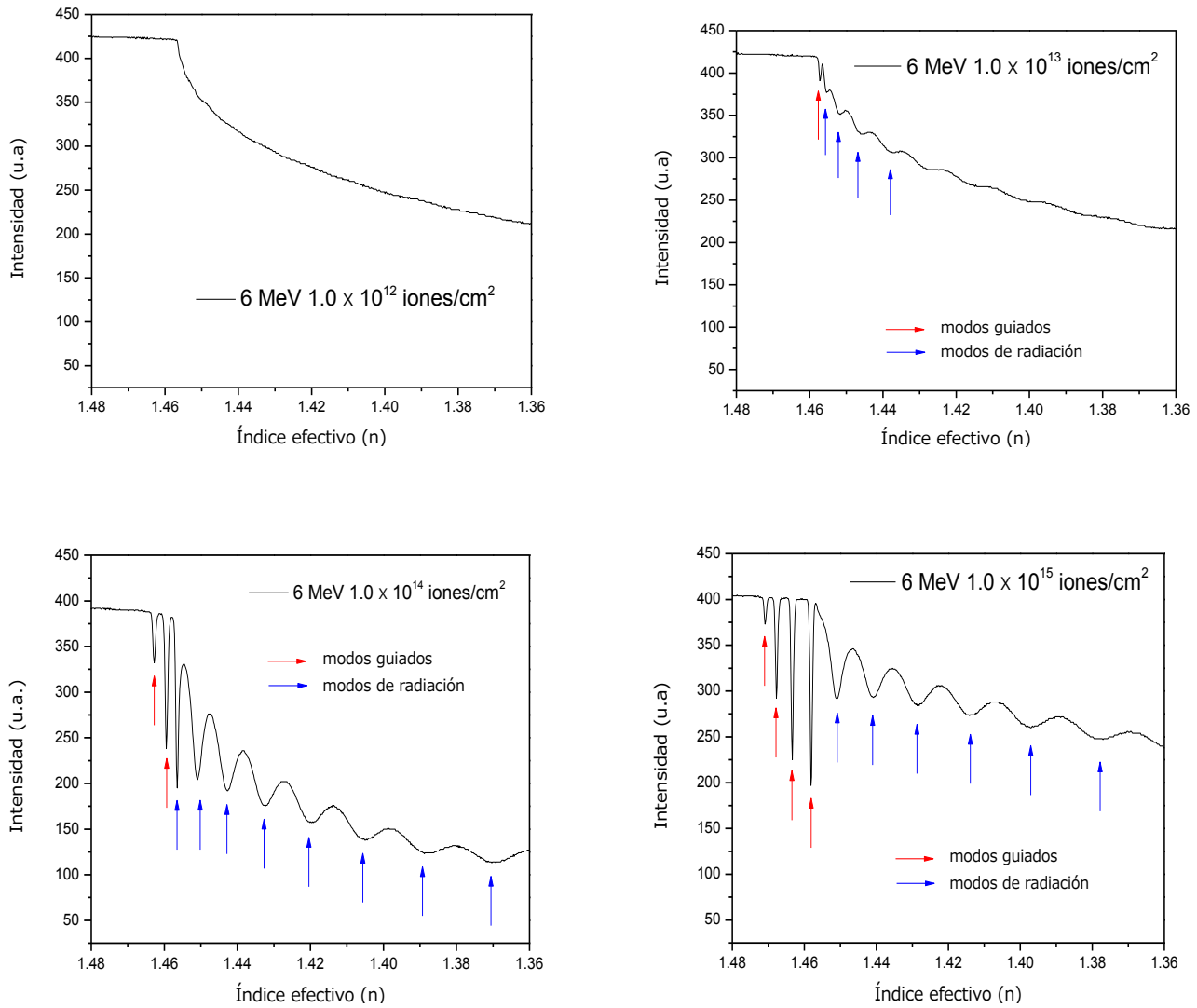


Figura 5.5. Se muestran las gráficas de la intensidad de la luz reflejada contra el índice de refracción efectivo para muestras implantadas a una misma energía (6 MeV) con bajas afluencias ($1.0 \times 10^{12} - 5.0 \times 10^{15}$ iones/cm²).

La figura 5.6 se muestra las gráficas de la intensidad de la luz reflejada contra el ángulo de incidencia obtenidas utilizando el equipo Metricon Model 2010/M para muestras implantadas a una misma energía (6 MeV) con altas afluencias ($1.0 \times 10^{16} - 3.0 \times 10^{16}$ iones/cm²). Se observa cómo el número de modos se conserva para todas las muestras sin importar la afluencia.

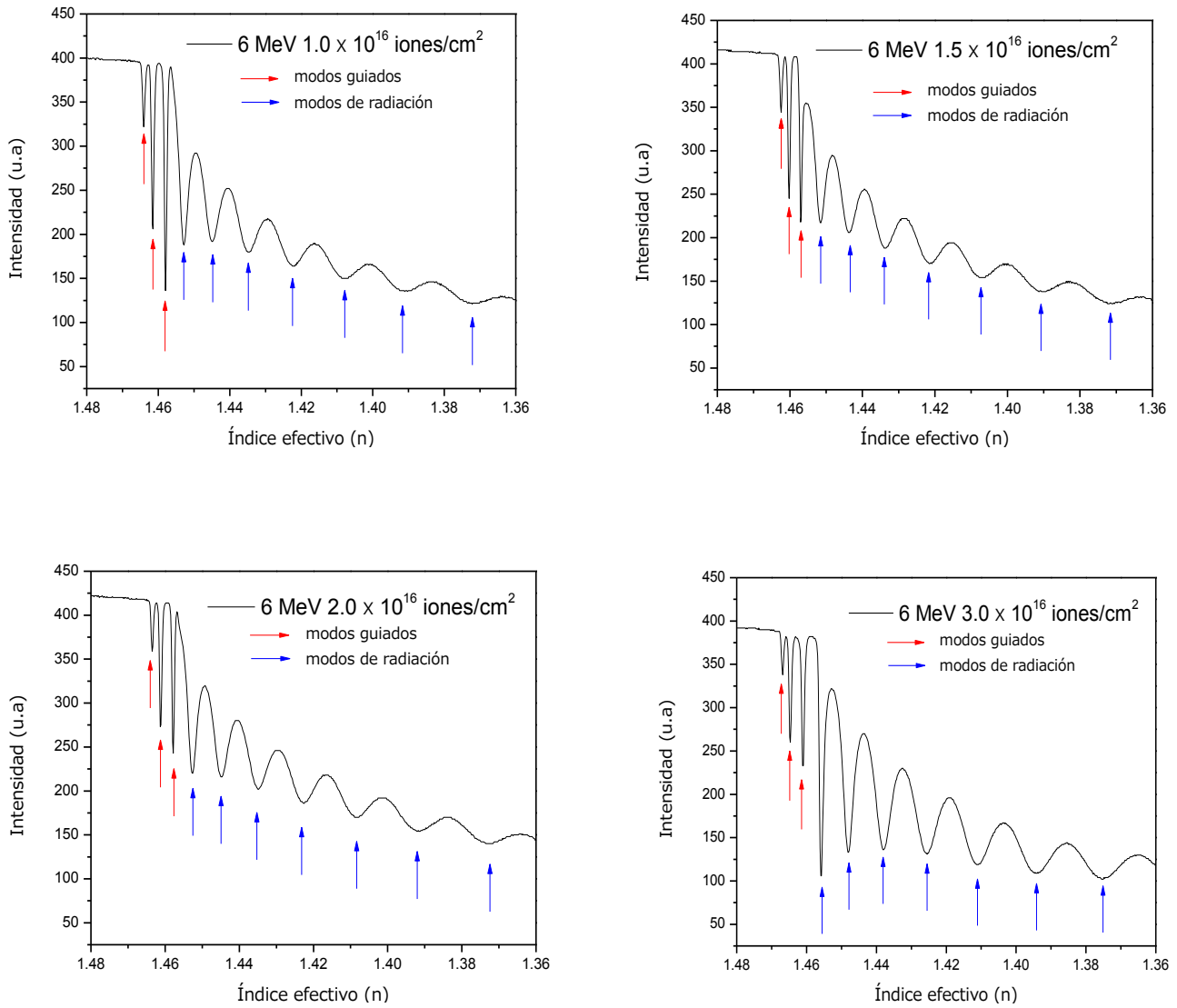


Figura 5.6. Se muestran las gráficas de la intensidad de la luz reflejada contra el índice de refracción efectivo para muestras implantadas a una misma energía (6 MeV) con altas afluencias ($1.0 \times 10^{16} - 3.0 \times 10^{16}$ iones/cm²).

En la tabla 5.2 se muestran los índices de refracción efectivos para 10 modos, tanto modos guiados como modos de radiación para energías de 6 MeV a afluencias bajas ($1.0 \times 10^{12} - 5.0 \times 10^{15}$ iones/cm²).

Tabla 5.2. Se muestran los índices de refracción efectivos para 10 modos, tomando tanto los modos guiados (formato negrita) como los modos de radiación para muestras implantadas a 6 MeV para afluencias bajas ($1.0 \times 10^{12} - 5.0 \times 10^{15}$ iones/cm²).

No. de modo	6 MeV	6 MeV	6 MeV	6 MeV	6 MeV	6 MeV	6 MeV
efectivo	1×10^{12}	1×10^{13}	1×10^{14}	1×10^{14}	5×10^{14}	1×10^{15}	5×10^{15}
0	1.4572	1.4572	1.4631	1.4628	1.4707	1.4709	1.4698
1		1.4554	1.4596	1.4594	1.4672	1.4678	1.4668
2		1.4517	1.4567	1.4565	1.4628	1.4633	1.4628
3		1.4455	1.4513	1.4509	1.4578	1.4582	1.4578
4		1.4370	1.4431	1.4426	1.4506	1.4509	1.4506
5			1.4329	1.4324	1.4400	1.4407	1.4405
6			1.4203	1.4195	1.4273	1.4281	1.4285
7			1.4057	1.4050	1.4125	1.4138	1.4139
8			1.3884	1.3877	1.3959	1.3970	1.3972
9					1.3757	1.3776	1.3780

En la tabla 5.3 se muestran índices de refracción efectivos para 10 modos tanto modos, guiados como modos de radiación para energías de 6 MeV a afluencias altas ($1.0 \times 10^{16} - 3.0 \times 10^{16}\text{ iones/cm}^2$).

Tabla 5.3 se muestran índices de refracción efectivos para 10 modos, tomando tanto los modos guiados (formato negrita) como los modos de radiación para muestras implantadas a 6 MeV para afluencias altas ($1.0 \times 10^{16} - 3 \times 10^{16}\text{ iones/cm}^2$).

No. modo efectivo	6 MeV 1×10^{16}	6 MeV 1.5×10^{16}	6 MeV 1.5×10^{16}	6 MeV 2.0×10^{16}	6 MeV 3×10^{16}
0	1.4640	1.4624	1.4668	1.4635	1.4668
1	1.4615	1.4602	1.4644	1.4613	1.4646
2	1.4579	1.4570	1.4607	1.4578	1.4609
3	1.4528	1.4515	1.4557	1.4526	1.4557
4	1.4449	1.4435	1.4480	1.4448	1.4480
5	1.4347	1.4335	1.4379	1.4348	1.4379
6	1.4221	1.4214	1.4255	1.4225	1.4255
7	1.4077	1.4069	1.4113	1.4082	1.4110
8	1.3909	1.3901	1.3948	1.3914	1.3942
9	1.3718	1.3709	1.3754	1.3726	1.3752

En la tabla 5.4 se muestran índices de refracción efectivos para 10 modos, tomando tanto los modos guiados (formato negrita) como los modos de radiación para las demás energías de implantación.

Tabla 5.4. Muestra índices de refracción efectivos para 10 modos, tomando tanto los modos guiados (formato negrita) como los modos de radiación para las demás energías de implantación.

No. de modo	3 MeV	3 MeV	4.5 MeV	7 MeV	7.5 MeV	9.0 MeV
efectivo	1.5×10^{16}	2×10^{16}	2×10^{16}	2×10^{16}	2×10^{16}	2×10^{16}
0	1.4680	1.4698	1.4668	1.4669	1.4648	1.4646
1	1.4622	1.4644	1.4633	1.4639	1.4631	1.4633
2	1.4543	1.4561	1.4582	1.4609	1.4606	1.4613
3	1.4387	1.4409	1.4498	1.4570	1.4570	1.4585
4	1.4164	1.4192	1.4376	1.4511	1.4519	1.4552
5	1.3886	1.3912	1.4218	1.4435	1.4450	1.4502
6		1.3567	1.4024	1.4340	1.4366	1.4443
7			1.3800	1.4227	1.4268	1.4370
8			1.3532	1.4100	1.4154	1.4288
9			1.3198	1.3955	1.4028	1.4195

De las figuras 5.2 – 5.5, y de las tablas 5.2 – 5.4, se observa que todas las muestras implantadas presentan entre 1 y 4 modos de propagación guiados acompañados por modos de radiación del sustrato excepto las muestras implantadas con una fluencia de 1.0×10^{12} iones/cm² y energía de implantación de 6 MeV que no presenta modos de ningún tipo, mientras que la muestra con fluencia de 1.0×10^{13} iones/cm² y energía de implantación de 6 MeV presentan un modo de propagación con 4 modos de radiación del sustrato.

Lo anterior confirma la dependencia de la fluencia para la formación de guías de onda planas por consecuencia de la implantación de iones de carbono.

5.4 Modos de propagación

La tabla 5.5 muestra la comparación entre los índices efectivos obtenidos experimentalmente por el método de acoplamiento por prisma y los índices efectivos teóricos obtenidos con el programa de cómputo Ion Implanted WaveGuides para las muestras irradiadas con distinta energía pero con la misma fluencia (2×10^{16} iones/cm²), se observa que el error porcentual no supera el 0.07% .

Tabla 5.5. Muestra la comparación de índices efectivos experimentales con los teóricos así como su error relativo y porcentual para distintas energías pero con una misma fluencia (2.0×10^{16} iones/cm²).

3 MeV, 2×10^{16} iones/cm²

No. modo	Experimental	Teórico	Error relativo	Error (%)
0	1.4698	1.4697	0.0001	0.01
1	1.4644	1.4644	0.0000	0.00
2	1.4561	1.4564	0.0002	0.02
3	1.4409	1.4407	0.0001	0.01
4	1.4192	1.4190	0.0001	0.01
5	1.3912	1.3911	0.0001	0.01
6	1.3567	1.3567	0.0000	0.00

4.5 MeV, 2×10^{16} iones/cm²

No. modo	Experimental	Teórico	Error relativo	Error (%)
0	1.4668	1.4662	0.0004	0.04
1	1.4633	1.4633	0.0000	0.00
2	1.4582	1.4579	0.0002	0.02
3	1.4498	1.4493	0.0003	0.03
4	1.4376	1.4368	0.0006	0.06
5	1.4218	1.4209	0.0006	0.06
6	1.4024	1.4015	0.0006	0.06
7	1.38	1.3794	0.0004	0.04
8	1.3532	1.3527	0.0004	0.04
9	1.3198	1.3203	0.0004	0.04

6.0 MeV, 2×10^{16} iones/cm²

No. modo	Experimental	Teórico	Error relativo	Error (%)
0	1.4668	1.4634	0.0001	0.01
1	1.4633	1.4613	0.0000	0.00
2	1.4582	1.4578	0.0000	0.00
3	1.4498	1.4526	0.0000	0.00
4	1.4376	1.4447	0.0001	0.01
5	1.4218	1.4347	0.0001	0.01
6	1.4024	1.4225	0.0000	0.00
7	1.3800	1.4081	0.0001	0.01
8	1.3532	1.3915	0.0001	0.01
9	1.3198	1.3725	0.0001	0.01

7.0 MeV, 2×10^{16} iones/cm²

No. modo	Experimental	Teórico	Error relativo	Error (%)
0	1.4669	1.4658	0.0007	0.07
1	1.4639	1.464	0.0001	0.01
2	1.4609	1.461	0.0001	0.01
3	1.4570	1.4572	0.0001	0.01
4	1.4511	1.4512	0.0001	0.01
5	1.4435	1.4434	0.0001	0.01
6	1.4340	1.434	0.0000	0.00
7	1.4227	1.4229	0.0001	0.01
8	1.4100	1.4101	0.0001	0.01
9	1.3955	1.3956	0.0001	0.01

7.5 MeV, 2×10^{16} iones/cm²

No. modo	Experimental	Teórico	Error relativo	Error (%)
0	1.4648	1.4647	0.0001	0.01
1	1.4631	1.4632	0.0001	0.01
2	1.4606	1.4605	0.0001	0.01
3	1.4570	1.4572	0.0001	0.01
4	1.4519	1.4518	0.0001	0.01
5	1.4450	1.4449	0.0001	0.01
6	1.4366	1.4366	0.0000	0.00
7	1.4268	1.4267	0.0001	0.01
8	1.4154	1.4154	0.0001	0.00
9	1.4028	1.4027	0.0001	0.01

9.0 MeV, 2×10^{16} iones/cm²

No. Modo	Experimental	Teórico	Error relativo	Error (%)
0	1.4646	1.4647	0.0001	0.01
1	1.4633	1.4632	0.0001	0.01
2	1.4613	1.4605	0.0001	0.01
3	1.4585	1.4572	0.0001	0.01
4	1.4552	1.4518	0.0001	0.01
5	1.4502	1.4449	0.0001	0.01
6	1.4443	1.4366	0.0000	0.00
7	1.4370	1.4267	0.0001	0.01
8	1.4288	1.4154	0.0001	0.00
9	1.4195	1.4027	0.0001	0.01

En la Figura 5.7 se muestra la gráfica del índice de refracción de las guías de onda formadas por la implantación de iones de carbono a diferentes energías pero con la misma afluencia (2×10^{16} iones/cm²)

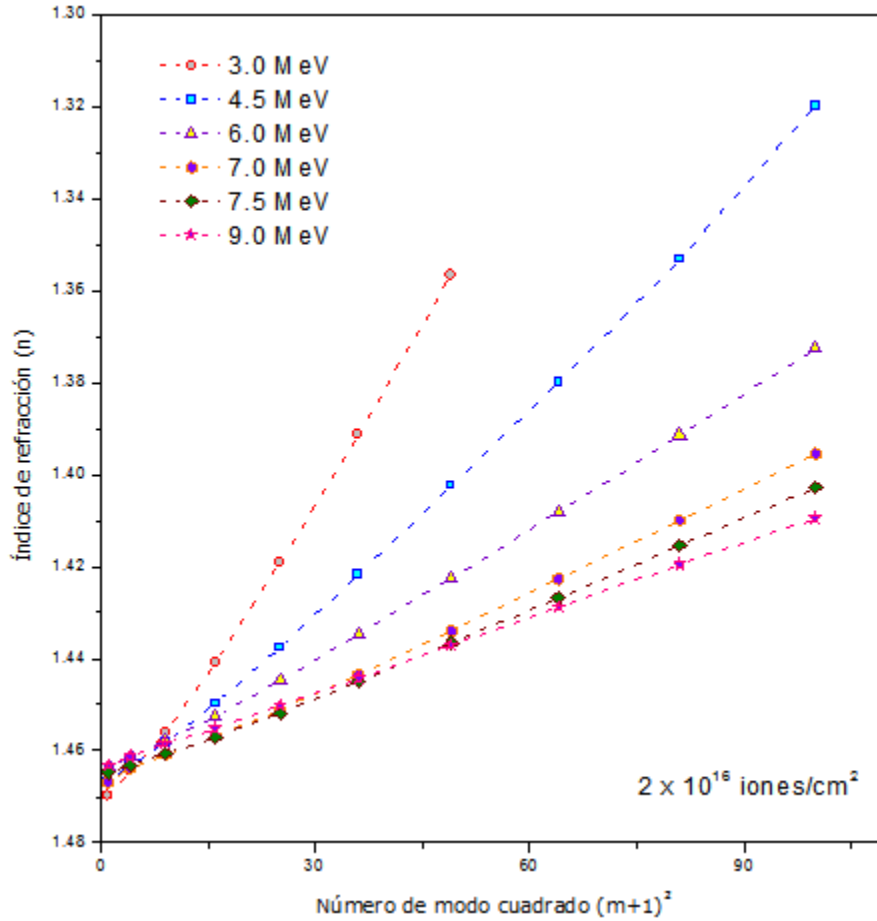


Figura 5.7. Muestra los índices de refracción efectivos de las guías de onda formadas por la implantación de carbono a distintas energías pero a una misma fluencia (2×10^{16} iones/cm²).

La tabla 5.6 muestra la comparación entre los índices efectivos obtenidos experimentalmente por el método de acoplamiento por prisma y los índices efectivos teóricos obtenidos con el programa de cómputo Ion Implanted WaveGuides para las muestras irradiadas con una misma energía (6 MeV) pero a distintas fluencias, se observa que el error porcentual no supera el 0.07% .

Tabla 5.6. Muestra la comparación de índices efectivos experimentales con los teóricos así como su error relativo y porcentual, este último no es mayor del 0.07%.

Bajas afluencias

6 MeV, 1×10^{14} iones/cm²

No. modo	Experimental	Teórico	Error relativo	Error (%)
0	1.4628	1.4627	0.0001	0.01
1	1.4594	1.4604	0.0001	0.07
2	1.4565	1.4572	0.0005	0.05
3	1.4509	1.4510	0.0001	0.01
4	1.4426	1.4427	0.0001	0.01
5	1.4324	1.4322	0.0001	0.01
6	1.4195	1.4195	0.0000	0.00
7	1.4050	1.4047	0.0002	0.02
8	1.3877	1.3877	0.0000	0.00

6 MeV, 5×10^{15} iones/cm²

No. modo	Experimental	Teórico	Error relativo	Error (%)
0	1.4698	1.4697	0.0001	0.01
1	1.4668	1.4672	0.0003	0.03
2	1.4628	1.4631	0.0002	0.02
3	1.4578	1.4578	0.0000	0.00
4	1.4506	1.4506	0.0000	0.00
5	1.4405	1.4405	0.0000	0.00
6	1.4285	1.4283	0.0001	0.01
7	1.4139	1.4138	0.0001	0.01
8	1.3972	1.3971	0.0001	0.01
9	1.3780	1.3780	0.0000	0.00

Altas afluencias

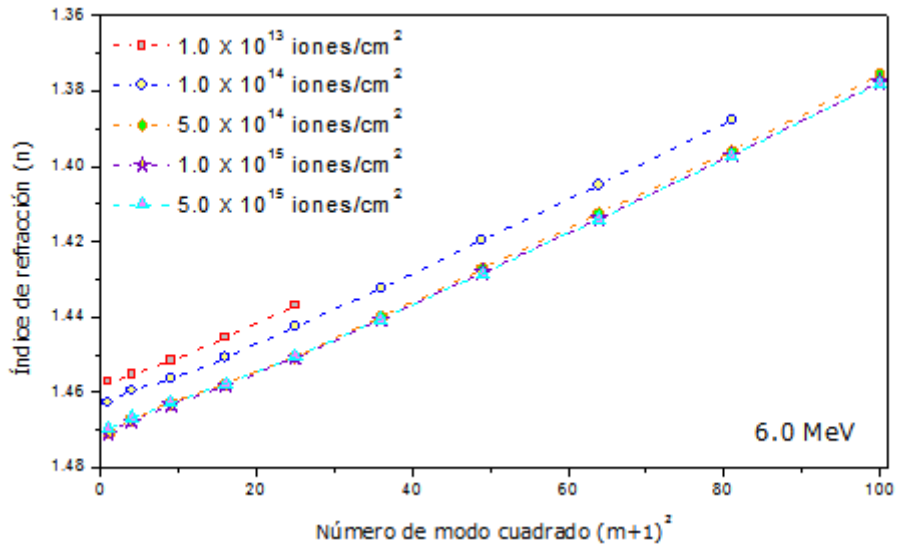
6 MeV, 1.5×10^{16} iones/cm²

No. modo	Experimental	Teórico	Error relativo	Error (%)
0	1.4624	1.4624	0.0000	0.00
1	1.4602	1.4603	0.0001	0.01
2	1.4570	1.4572	0.0001	0.01
3	1.4515	1.4515	0.0000	0.00
4	1.4435	1.4435	0.0000	0.00
5	1.4335	1.4335	0.0000	0.00
6	1.4214	1.4212	0.0001	0.01
7	1.4069	1.4068	0.0001	0.01
8	1.3901	1.3900	0.0001	0.01
9	1.3709	1.3709	0.0000	0.00

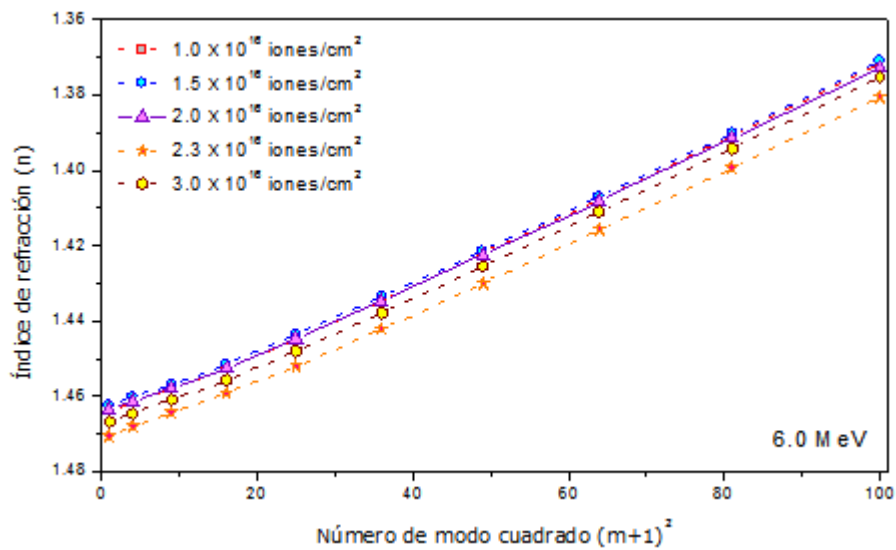
6 MeV 3.0×10^{16} iones/cm²

No modo	Experimental	Teórico	Error relativo	Error (%)
0	1.4668	1.4663	0.0003	0.03
1	1.4646	1.4642	0.0003	0.03
2	1.4609	1.4605	0.0003	0.03
3	1.4557	1.4556	0.0001	0.01
4	1.4480	1.4477	0.0002	0.02
5	1.4379	1.4377	0.0001	0.01
6	1.4255	1.4255	0.0001	0.00
7	1.4110	1.4110	0.0001	0.00
8	1.3942	1.3943	0.0001	0.01
9	1.3752	1.3753	0.0001	0.01

En la figura 5.8 se muestra la gráfica de los índices de refracción efectivos de las guías de onda formadas a partir de la implantación de iones de carbono a una misma energía (6.0 MeV), con afluencias bajas (5.8a) ($1 \times 10^{13} - 1 \times 10^{15} \text{ iones/cm}^2$) y para afluencias altas (5.8b).



(a)



(b)

Figura 5.8. Muestra los índices de refracción para guías de onda formadas por la implantación de iones de carbono a una energía de 6.0 MeV para a) bajas afluencias ($1 \times 10^{13} - 1 \times 10^{15} \text{ iones/cm}^2$) y b) altas afluencias ($1.5 \times 10^{16} - 3.0 \times 10^{16} \text{ iones/cm}^2$).

5.5 Perfiles de índice de refracción

Para reconstruir el perfil de índice de refracción utilizando el programa de cómputo Ion Implanted WaveGuides, se procede a tomar los modos guiados más los modos de radiación (tablas 5.5 y 5.6.), esto se hace ya que la aproximación entre los índices de refracción efectivos experimentales y los teóricos es óptima.

En este caso se optó por tomar 10 modos totales (modos guiados y modos de radiación), ya que el programa se basa en la aproximación por multicapas y por tanto acepta no sólo modos guiados sino también modos de radiación, así, entre mayor sea el número total de modos se tendrá una mejor aproximación para el perfil de índice de las guías, sin embargo sólo se tomaron 10 modos totales ya que es la media de todas las muestras.

En la figura 5.9 se muestran los perfiles de índice de refracción obtenidos por el programa Ion Implanted WaveGuides a distintas energías de implantación pero a la misma fluencia (2.0×10^{16} iones/cm²), en ella se observa que en todas las muestras existe un incremento en el índice de refracción del sustrato debido a la implantación de iones de carbono dentro de la sílice. También se observa el daño generado durante el frenado de los iones dentro de las muestras, esto se ve reflejado el cambio de índice de refracción en el sustrato antes de quedar depositado completamente, dicho cambio sugiere que la muestras implantadas con una menor densidad de corriente genera un cambio grande en el índice de refracción, mientras que las muestras implantadas con una densidad baja de corriente producen un cambio en el índice menor (ver tabla 5.1).

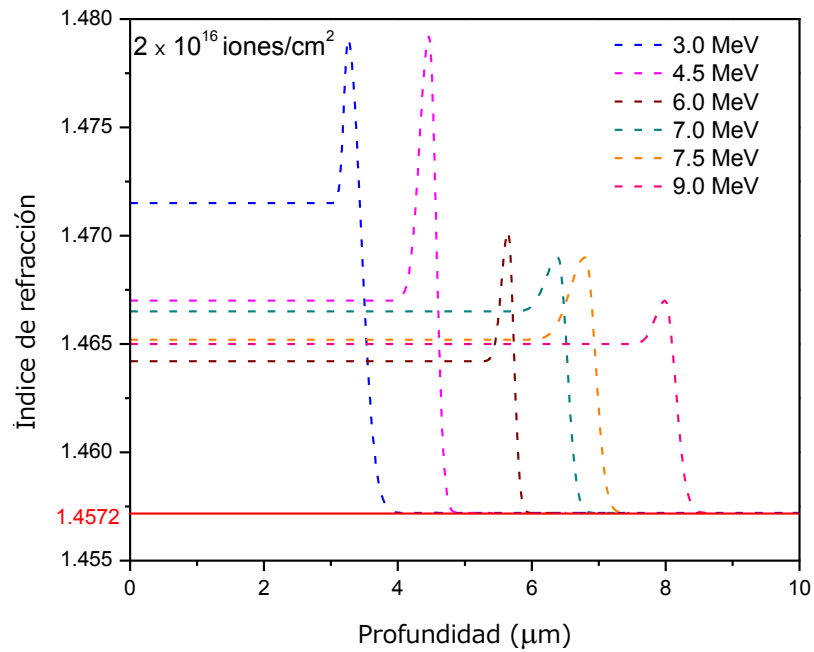


Figura 5.9 muestra el perfil de índice de muestras con diferente energía de implantación pero con la misma fluencia de 2×10^{16} iones/cm². La línea roja continua indica el índice de refracción del sustrato.

La figura 5.10 muestra la profundidad promedio en la cual quedaron depositados los iones de carbono en función de la energía, se observa que la profundidad donde ocurre el valor máximo del índice de refracción depende linealmente de la energía para las muestras con una misma fluencia (2×10^{16} iones/cm²).

La figura 5.11 Muestra el alcance de los iones y el alcance del daño que tienen dentro de la matriz de sílice obtenidos mediante la simulación del programa de cómputo **SRIM**.

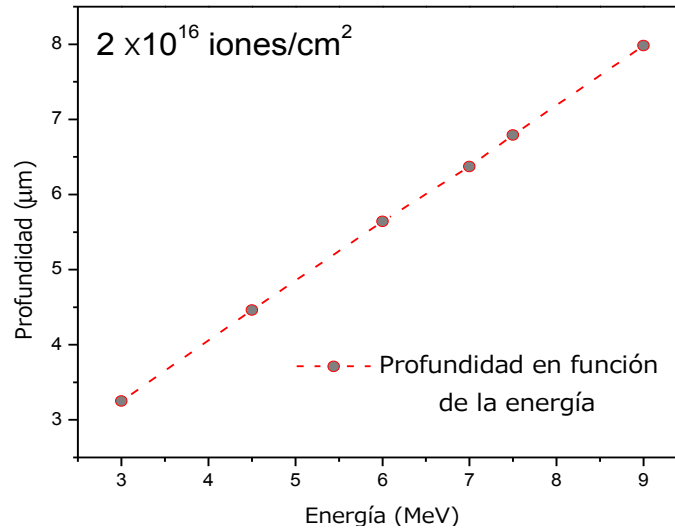


Figura 5.10. Muestra la profundidad donde ocurre el valor máximo del índice de refracción en función de la energía para muestras con una misma fluencia de 2×10^{16} iones/cm² a distintas energías de implantación.

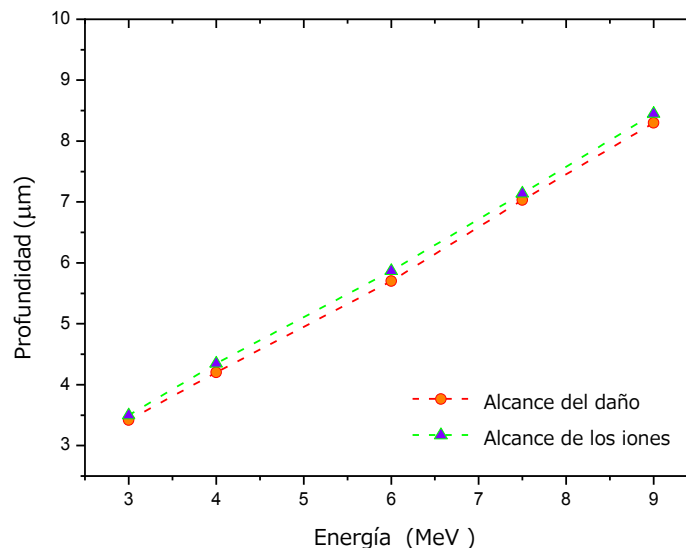


Figura 5.11. Muestra el alcance de los iones y el alcance del daño que tienen dentro de la matriz de sílice obtenidos mediante la simulación del programa de cómputo **SRIM**.

La tabla 5.7 muestra la comparación del alcance de los iones obtenidos mediante diferentes técnicas: La simulación del programa de computo **SRIM**, microfotografías y mediante la reconstrucción del perfil de índice para muestras implantadas a una misma fluencia pero con distintas energías de implantación, en ella se observa que los resultados obtenidos por medio de los tres métodos concuerdan en su mayoría con una diferencia no mayor a $\pm 0.2 \mu m$.

Tabla 5.7. Muestra la comparación de los valores obtenidos para la profundidad en donde quedan depositados los iones de carbono para muestras implantadas a distintas energías pero con una misma fluencia ($2.0 \times 10^{16} \text{ iones/cm}^2$) con diferentes técnicas: Simulación de la implantación, reconstrucción de índice y microfotografías.

Energía de implantación	Rango de iones con simulación SRIM	Profundidad donde ocurre el valor máximo. (Perfil reconstruido)	Profundidad estimada mediante microfotografías
3.0 MeV	3.42 μm	3.26 μm	3.25 μm
4.5 MeV	4.55 μm	4.46 μm	4.48 μm
6.0 MeV	5.70 μm	5.64 μm	5.89 μm
7.0 MeV	6.60 μm	6.40 μm	6.60 μm
7.5 MeV	7.0 μm	6.80 μm	6.87 μm
9.0 MeV	8.3 μm	8.10 μm	8.15 μm

La Figura 5.12 muestra el perfil de índice de refracción para muestras con una misma energía de implantación pero a fluencias bajas ($1 \times 10^{14} - 5 \times 10^{15} \text{ iones/cm}^2$). Se aprecia cómo para fluencias bajas la guía apenas se comienza a generar, sin embargo para la fluencia más baja no hay cambio alguno en el interior de la sílice.

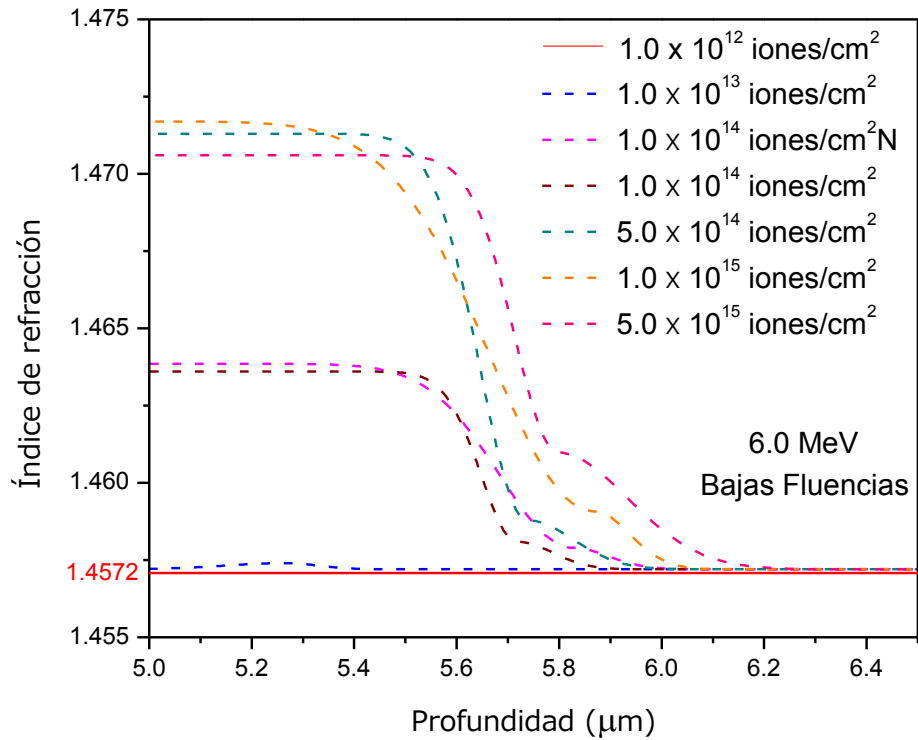


Figura 5.12. Muestra los perfiles de índice de refracción obtenidos por el programa Ion Implanted WaveGuides para muestras implantadas a una misma energía (6 MeV) pero a fluencias bajas ($1 \times 10^{14} - 5 \times 10^{15} \text{ iones/cm}^2$). La línea roja continua indica el índice de refracción del sustrato.

En la figura 5.13 se muestran los perfiles de índice de refracción para muestras implantadas a 6.0 MeV pero a fluencias altas ($1 \times 10^{16} - 3.0 \times 10^{16} \text{ iones/cm}^2$), donde se aprecia la importancia de la fluencia para la creación de guías de onda por implantación de iones de carbono, ya que conforme es mayor la fluencia es mayor el cambio en el índice de refracción, en la profundidad donde se depositan los iones en el interior del material, además de que para las muestras implantadas con fluencias de 2.3×10^{16} y $3.0 \times 10^{16} \text{ iones/cm}^2$ el cambio en el índice de refracción es mucho mayor con respecto a las muestras con menor fluencia.

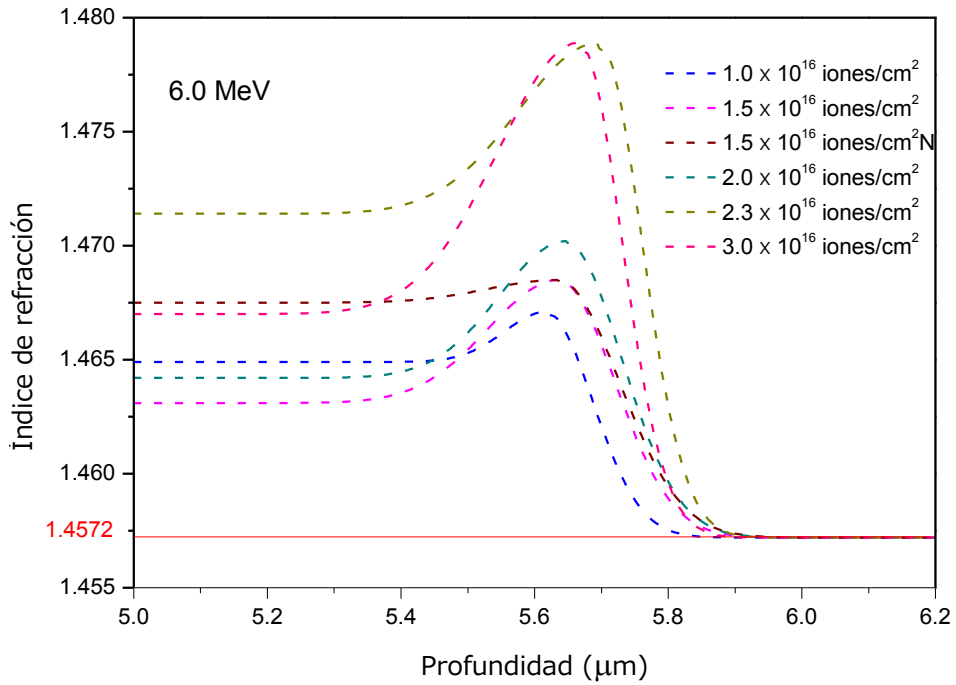


Figura 5.13. Se muestran los perfiles de índice de refracción para afluencias altas ($1 \times 10^{16} - 3.0 \times 10^{16}$). La línea roja continua indica el índice de refracción del sustrato.

6 Conclusiones

A continuación se describen las conclusiones alcanzadas en este trabajo de tesis para la fabricación y caracterización de guías de onda planas en sílice de alta pureza producidas por implantación de iones de carbono (C).

Se implantaron 18 muestras con diferentes parámetros de implantación: energía de implantación, fluencia y densidad de corriente. Las muestras fueron implantadas con energías en el rango de $3.0 - 9.0 \text{ MeV}$, fluencias en el intervalo de $(1.0 \times 10^{12} - 3.0 \times 10^{16} \text{ iones/cm}^2)$ las cuales se denominó como fluencias bajas para el intervalo de $(1.0 \times 10^{12} - 5.0 \times 10^{15} \text{ iones/cm}^2)$ y fluencias altas para el intervalo de $(1.0 \times 10^{16} - 3.0 \times 10^{16} \text{ iones/cm}^2)$ y una densidad de corriente en el intervalo de $(80 - 1100 \text{ nA/cm}^2)$.

Todas las muestras implantadas presentan entre 1 y 4 modos de propagación guiados acompañadas por modos de radiación del sustrato, excepto la muestra implantada con fluencia de $1.0 \times 10^{12} \text{ iones/cm}^2$ y energía de implantación de 6 MeV la cual no presenta daño en la superficie de la sílice por la implantación de los iones de carbono y tampoco presenta modos de ningún tipo.

El número total de modos para todas las muestras depende de la energía de implantación, entre mayor es la energía mayor es el número de modos.

La presencia de modos de propagación guiados indica la formación de guías de onda planas como consecuencia de la implantación de iones de carbono las cuales comienzan a formarse a partir de una fluencia de tan solo $1.0 \times 10^3 \text{ iones/cm}^2$ para una energía de implantación de 6 MeV .

Las curvas de índice de refracción para las muestras implantadas a una misma energía (6 MeV) pero con distintas fluencias en función del número de modos al cuadrado para todas las muestras presentan perfiles de índice de refracción semejantes con ligeras variaciones en el incremento de índice de refracción del sustrato.

Las curvas de índice de refracción para las muestras implantadas a una misma fluencia ($2.0 \times 10^{16} \text{ iones/cm}^2$) pero con distintas energías en función del número de modos al cuadrado para todas las muestras presentan la misma forma pero distinta pendiente, lo cual indica la relación entre la energía y el alcance del daño generado por la implantación de iones de carbono dentro de la sílice.

La reconstrucción del perfil de índice para las muestras implantadas a distintas energías muestra que la profundidad donde ocurre el máximo daño dentro de la sílice depende linealmente de la energía de implantación de los iones de carbono para un rango de $\sim 3.26 \mu\text{m}$ para una energía de implantación de 3.0 MeV y $\sim 8.10 \mu\text{m}$ para una energía de implantación de 9.0 MeV , esto se confirma con los resultados arrojados por la simulación hecha por el programa de computo SRIM y para las microfotografías obtenidas por un microscopio óptico que para las mismas energías de implantación presentan un rango de profundidad de $\sim 3.42 \mu\text{m}$ y $\sim 3.25 \mu\text{m}$ para 3.0 MeV y $\sim 8.3 \mu\text{m}$ y $\sim 8.15 \mu\text{m}$ para 9.0 MeV .

Con la reconstrucción del perfil de índice de refracción se observa que las muestras que fueron implantadas con una menor densidad de corriente presentan un mayor incremento en el índice de refracción en donde quedaron depositados los iones de carbono.

Las guías de onda generadas a partir de la implantación de iones de carbono con un mayor número de modos de propagación y por lo tanto las más óptimas para trabajos posteriores a esta tesis son aquellas que fueron implantadas con una menor densidad de corriente ($70 - 140 \text{ nA/cm}^2$) y afluencias mayores de $5.0 \times 10^{14} \text{ iones/cm}^2$, lo cual indica la estrecha relación que existe entre la densidad de corriente y la afluencia para la fabricación de guías de onda planas por implantación de iones de carbono.

Con respecto a la referencia [2] del capítulo 4 de esta tesis en la cual fueron implantadas muestras de silicatos sódicos (Nd:silicate) usando iones de carbono con afluencias de $2.0 \times 10^{15} \text{ iones/cm}^2$ y una energía de implantación de 6 MeV , allí se reportó la formación de guías de onda con una profundidad de $6.3 \mu\text{m}$ y tres modos guiados para una longitud de onda de 633 nm , mientras que para este trabajo bajo condiciones semejantes pero con sustratos de SiO_2 de alta pureza (GE-124) se observa la formación de una guía de onda a $5.64 \pm 0.2 \mu\text{m}$ de profundidad y con 3 modos guiados por lo que los resultados son muy parecidos entre sí, la diferencia de la profundidad está relacionada con la estructura de los materiales.