

**Centro de Investigación Científica y de
Educación Superior de Ensenada**



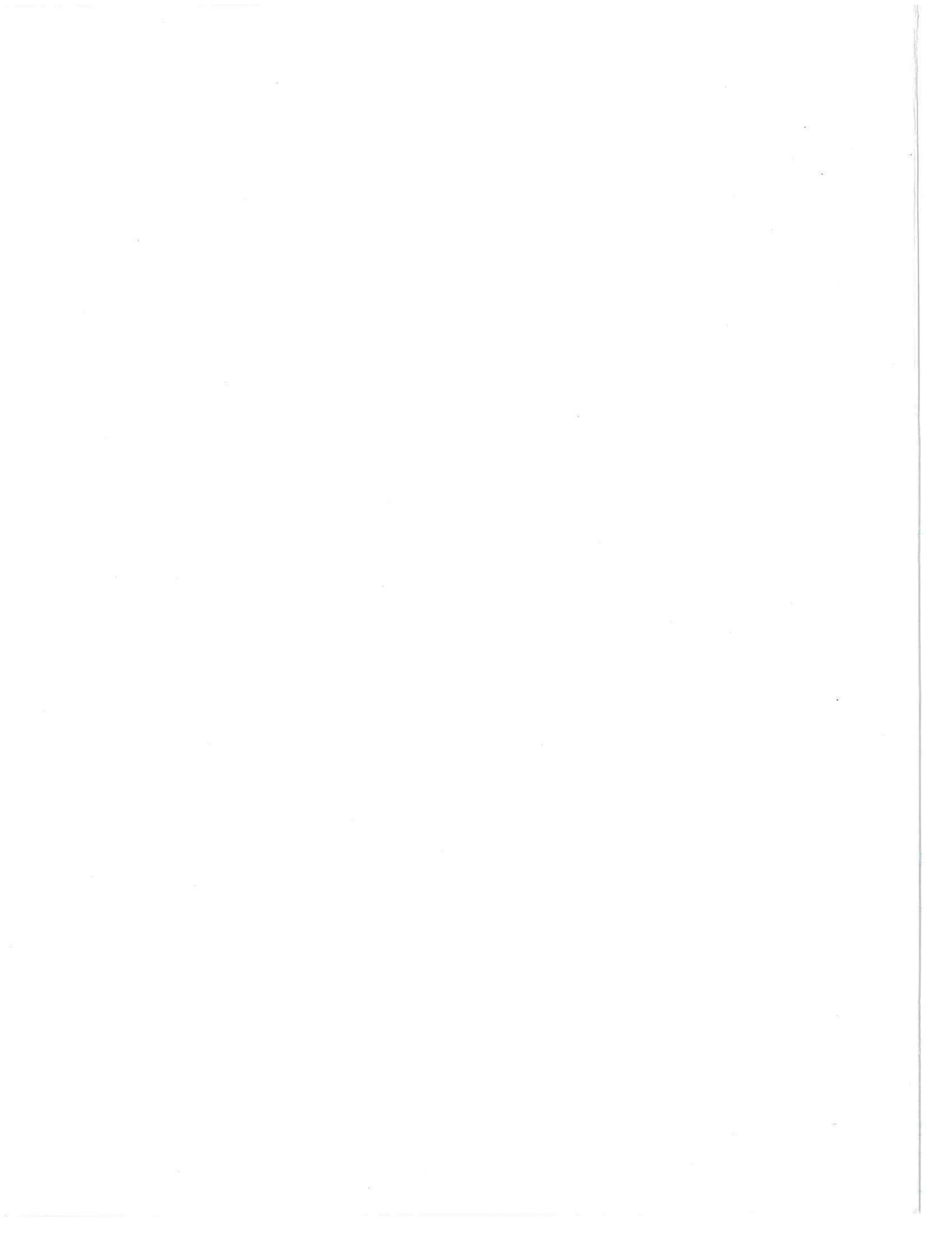
**FABRICACION DE REJILLAS DE BRAGG
EN UNA FIBRA OPTICA.**

**TESIS
MAESTRIA EN CIENCIAS**

JUAN CASTILLO MIXCOATL

Ensenada, Baja California, Mexico. Marzo de 1998.





TESIS DEFENDIDA POR
JUAN CASTILLO MIXCÓATL
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITE



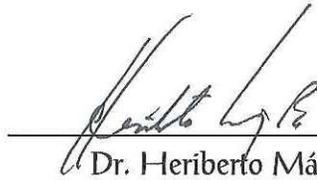
Dr. Serguei Miridonov

Director del Comité



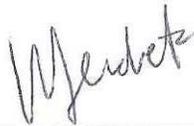
Dr. Mikhail Shlyagin

Miembro del Comité



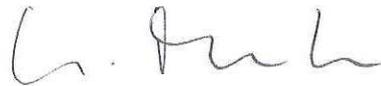
Dr. Heriberto Márquez Becerra

Miembro del Comité



Dr. Francisco Javier Mendieta Jiménez

Miembro del Comité



Dr. Helmut Maske Rubach

Miembro del Comité



Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez

Jefe del Departamento de Optica



Dr. Federico Graef Ziehl

Director de Estudios de Posgrado

30 de marzo de 1998

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE
EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA**

DIVISIÓN DE FÍSICA APLICADA

DEPARTAMENTO DE ÓPTICA



Fabricación de rejillas de Bragg en una fibra óptica.

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
MAESTRO EN CIENCIAS presenta:

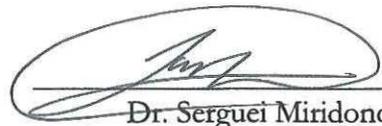
JUAN CASTILLO MIXCÓATL

Ensenada Baja California, México. Marzo de 1998

RESUMEN de la Tesis de **JUAN CASTILLO MIXCÓATL**, presentada como requisito parcial, para la obtención del grado de **MAESTRO EN CIENCIAS EN OPTICA**. Ensenada Baja California, México. Marzo de 1998.

FABRICACIÓN DE REJILLAS DE BRAGG EN UNA FIBRA ÓPTICA.

Resumen aprobado por:



Dr. Serguei Miridonov.
Director de Tesis.

La fabricación de rejillas de Bragg en fibras ópticas es hoy en día una de las actividades más prometedoras en cuanto a la realización de diversos y muy variados dispositivos que pueden ser aplicados en diferentes áreas de interés tanto científico como tecnológico. Las cualidades de estas rejillas ofrecen la oportunidad de crear espejos con una reflectancia sumamente selectiva. Esta característica permite fabricar una variedad de elementos que los hacen atractivos por ejemplo en el área de las telecomunicaciones por fibra óptica; en donde pueden ser empleadas como filtros selectivos para demultiplexar señales que pueden ser lanzadas a través de la fibra óptica. En el área de desarrollo científico permite generar espejos para fabricar cavidades resonantes dentro de una fibra y junto con las fibras dopadas (Er por ejemplo) obtener láseres en la fibra con una relativa facilidad. En este trabajo se presentan los resultados que fueron obtenidos al iniciar actividades encaminadas a desarrollar habilidades suficientes para fabricar rejillas de Bragg en una fibra óptica. Para llevar a cabo la impresión de una rejilla de Bragg en una fibra se empleó el método de grabado conocido como método de mascarilla de fase por considerarse práctico y sencillo. Con este método se logró el grabado de diferentes rejillas que presentan varios valores para su reflectancia máxima en la longitud de onda de Bragg, los valores de reflectancia más alto que logramos conseguir fueron de $\approx 40\%$ y 30% . Por otra parte, además de estas rejillas sencillas, se fabricó una rejilla doble, que presenta características atractivas para el desarrollo de sensores basados en su comportamiento físico, la reflectancia de esta rejilla doble es inferior al 1% . Con esto se da un paso importante en el desarrollo de técnicas propias de fabricación de estas rejillas ya que se sientan las bases para el grabado de dispositivos con características preestablecidas para aplicaciones específicas.

Palabras clave: Rejillas de Bragg, fibras ópticas, sensores en fibras ópticas.

ABSTRACT

FABRICATION OF BRAGG GRATINGS IN OPTICAL FIBER.

At this time the fabrication of fiber Bragg grating is one of the most promising activities. Its relevance comes from the variety of devices that can be built and their wide application on different scientific and technical areas. The properties of these gratings make it possible to develop fiber mirrors with a high spectral sensitivity. Considering its spectral response many optical elements can be constructed. As an example we can mention that for optical fiber communications they can be used as selective spectral filters for signal demultiplexing. In reference to scientific research they can be used as mirrors for building up laser cavities with relative easiness. In this work we present the initial activities oriented to develop the ability to print Bragg gratings in an optical fiber and the results we accomplished. The printing process we worked with is based on the use of a phase mask. This procedure was selected because it is practical and simple. Using this method we recorded several gratings exhibiting different reflectances at the Bragg wavelength. The highest reflectances we obtained for single gratings were $\approx 40\%$ and 30% . In addition to single gratings, a twin grating has been recorded. The reflectance of this double grating is lower than 1% , but the spectral transmittance of this configuration of this configuration makes it attractive for the development of a new class of fiber optic sensors. The work here reported represents an important step towards the development of our own technique for recording Bragg structures in fibers. The goal is to be able to make fiber devices with predetermined parameters for specific applications.

Keywords: Bragg gratings, optical fiber, and fiber optic sensor.

DEDICATORIA

Este trabajo te lo dedico a ti **ABUELO**,
por los momentos que me diste, los consejos
y las muchas lecciones que me faltaron por aprender de ti.

A mis padres: **C. Raymundo y Ma. Isabel**

A mis hermanos: **Paula, Mónica, Patricia, Alejandro y Ma. Isabel.**

¡Gracias por creer en mi!

AGRADECIMIENTOS

A mi director de tesis, Dr. Serguei Miridonov por su colaboración para que esta tesis pudiera concluirse.

A los miembros del comité de tesis, por sus comentarios y correcciones al manuscrito.

A la Dra. Diana Tentori, por su apoyo y ayuda, que nunca me fue negada cuando la solicité.

A mi novia, amiga y compañera de generación: Georgina Beltrán P., por su apoyo, sus consejos y la paciencia que siempre tuvo a bien ofrecerme en los momentos difíciles. ¡Gracias Gina!

A mis amigos y compañeros de generación: Juan Carlos M., Juan Carlos R., Manuel May y Julio Ramírez, por su amistad y por las noches de desvelo previas a la finalización de esta tesis, sin las cuales no hubiese sido posible concluir este trabajo. ¡Gracias AMIGOS!

A todas aquellas personas con las que conviví en el CICESE y que de una u otra forma me ofrecieron su ayuda de manera desinteresada.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología.

Al personal responsable del laboratorio del IFUNAM, que amablemente me ayudó, al permitirme hacer uso de sus instalaciones y equipo, para poder llevar a cabo el desarrollo de este trabajo.

CONTENIDO	PAGINA
FABRICACION DE REJILLAS DE BRAGG EN UNA FIBRA OPTICA.	1
CAPITULO I.	1
REJILLAS DE BRAGG.	1
<i>NOTA INTRODUCTORIA.</i>	<i>1</i>
I.1. OBJETIVO GENERAL.	3
I.2. CONTENIDO DE LA TESIS.	3
CAPITULO II.	4
REJILLAS DE BRAGG: METODOS DE FABRICACION Y BASES TEORICAS.	4
<i>INTRODUCCION.</i>	<i>4</i>
II.1. REJILLAS DE BRAGG EN UNA FIBRA OPTICA.	6
II.2. TECNICAS DE FABRICACION.	7
II.2.1. METODO INTERNO DE HAZ SENCILLO.	8
II.2.2. METODO HOLOGRAFICO DE DOBLE HAZ.	10
II.2.3. METODO "FOTOLITOGRAFICO" DE MASCARILLA DE FASE.	12
II.2.4. METODO DE FABRICACION PUNTO-POR-PUNTO.	14
II.3. TIPOS DE REJILLAS.	15
II.3.1. REJILLAS TIPO I.	15
II.3.2. REJILLAS TIPO II.	15
II.3.2. REJILLAS TIPO III.	17
II.4. MODELOS PARA LOS CAMBIOS FOTOINDUCIDOS EN EL INDICE DE REFRACCION.	19
II.4.1. MODELO DE CENTROS DE COLOR.	20
II.4.2. MODELO BASADO EN CAMBIOS ESTRUCTURALES.	22
II.5. ANALISIS DEL COMPORTAMIENTO DEL CAMPO ELECTRICO EN UN MEDIO PERIODICO.	22
II.5.1. ECUACIONES DE MODOS ACOPLADOS.	29
II.5.2. ACOPLAMIENTO CONTRADIRECCIONAL.	30
II.5.3. TEORIA DE MODOS ACOPLADOS PARA REFLECTORES DE BRAGG.	32
II.6. REJILLA DOBLE.	37
CAPITULO III.	39
FABRICACION DE REJILLAS DE BRAGG EN UNA FIBRA OPTICA.	39
<i>INTRODUCCION.</i>	<i>39</i>
III.1 CARACTERISTICAS DE LOS MATERIALES Y DISPOSITIVOS EMPLEADOS EN LOS ARREGLOS EXPERIMENTALES USADOS EN ESTE TRABAJO.	40
III.1.1. CARACTERISTICAS DE LOS MATERIALES Y DISPOSITIVOS EMPLEADOS EN EL ARREGLO EXPERIMENTAL PARA EL GRABADO DE LAS RDB EN LA FIBRA.	40
III.1.2 CARACTERISTICAS DE LOS MATERIALES Y DISPOSITIVOS EMPLEADOS EN EL ARREGLO EXPERIMENTAL PARA LA CARACTERIZACION DE LAS RDB GRABADAS EN LA FIBRA OPTICA.	44
III.2 GRABADO Y CARACTERIZACION DE LAS RDB EN UNA FIBRA OPTICA.	46

CONTENIDO	PAGINA
FABRICACION DE REJILLAS DE BRAGG EN UNA FIBRA OPTICA.	1
CAPITULO I.	1
REJILLAS DE BRAGG.	1
<i>NOTA INTRODUCTORIA.</i>	<i>1</i>
I.1. OBJETIVO GENERAL.	3
I.2. CONTENIDO DE LA TESIS.	3
CAPITULO II.	4
REJILLAS DE BRAGG: METODOS DE FABRICACION Y BASES TEORICAS.	4
<i>INTRODUCCION.</i>	<i>4</i>
II.1. REJILLAS DE BRAGG EN UNA FIBRA OPTICA.	6
II.2. TECNICAS DE FABRICACION.	7
II.2.1. METODO INTERNO DE HAZ SENCILLO.	8
II.2.2. METODO HOLOGRAFICO DE DOBLE HAZ.	10
II.2.3. METODO "FOTOLITOGRAFICO" DE MASCARILLA DE FASE.	12
II.2.4. METODO DE FABRICACION PUNTO-POR-PUNTO.	14
II.3. TIPOS DE REJILLAS.	15
II.3.1. REJILLAS TIPO I.	15
II.3.2. REJILLAS TIPO II.	15
II.3.2. REJILLAS TIPO III.	17
II.4. MODELOS PARA LOS CAMBIOS FOTOINDUCIDOS EN EL INDICE DE REFRACCION.	19
II.4.1. MODELO DE CENTROS DE COLOR.	20
II.4.2. MODELO BASADO EN CAMBIOS ESTRUCTURALES.	22
II.5. ANALISIS DEL COMPORTAMIENTO DEL CAMPO ELECTRICO EN UN MEDIO PERIODICO.	22
II.5.1. ECUACIONES DE MODOS ACOPLADOS.	29
II.5.2. ACOPLAMIENTO CONTRADIRECCIONAL.	30
II.5.3. TEORIA DE MODOS ACOPLADOS PARA REFLECTORES DE BRAGG.	32
II.6. REJILLA DOBLE.	37
CAPITULO III.	39
FABRICACION DE REJILLAS DE BRAGG EN UNA FIBRA OPTICA.	39
<i>INTRODUCCION.</i>	<i>39</i>
III.1 CARACTERISTICAS DE LOS MATERIALES Y DISPOSITIVOS EMPLEADOS EN LOS ARREGLOS EXPERIMENTALES USADOS EN ESTE TRABAJO.	40
III.1.1. CARACTERISTICAS DE LOS MATERIALES Y DISPOSITIVOS EMPLEADOS EN EL ARREGLO EXPERIMENTAL PARA EL GRABADO DE LAS RDB EN LA FIBRA.	40
III.1.2 CARACTERISTICAS DE LOS MATERIALES Y DISPOSITIVOS EMPLEADOS EN EL ARREGLO EXPERIMENTAL PARA LA CARACTERIZACION DE LAS RDB GRABADAS EN LA FIBRA OPTICA.	44
III.2 GRABADO Y CARACTERIZACION DE LAS RDB EN UNA FIBRA OPTICA.	46

CONTENIDO (CONTINUACION)	PAGINA
III.2.1. PROCEDIMIENTO DEL GRABADO DE LAS RDB EN LA FIBRA OPTICA.	47
III.2.2. CARACTERIZACION LAS RDB OBTENIDAS.	51
CAPITULO IV.	53
RESULTADOS EXPERIMENTALES.	53
<i>INTRODUCCION.</i>	<i>53</i>
IV.1. LAS REJILLAS DE BRAGG FABRICADAS.	54
IV.1.1 RESULTADOS DE LAS RDB GRABADAS.	54
CAPITULO V.	67
DISCUSION DE RESULTADOS Y CONCLUSIONES.	67
<i>INTRODUCCION.</i>	<i>67</i>
V.1. ANALISIS DE LAS REJILLAS OBTENIDAS EN ESTE TRABAJO.	68
V.1.1. LAS REJILLAS SIMPLES.	68
V.1.2. REJILLA DOBLE.	72
V.1.3. SENSIBILIDAD DE LAS RDB A LOS CAMBIOS DE TEMPERATURA.	73
V.1.4. DINÁMICA DEL GRABADO DE LAS REJILLAS DE BRAGG.	73
V.2. CONCLUSIONES.	75
LITERATURA CITADA.	77

LISTA DE FIGURAS.

FIGURA		PAGINA
1	Rejilla de Bragg con sus parámetros asociados; n_a índice de refracción del núcleo de la fibra, n_b modulación del índice de refracción, L longitud de la rejilla, Λ período de la rejilla, D_c diámetro de la fibra y D_n diámetro del núcleo de la fibra.	6
2	Esquema usado por Hill et al. en 1978 con el que consiguió el grabado de las primeras rejillas de Bragg dentro de una fibra óptica.	8
3	Incremento de la reflectividad con respecto al tiempo debido a la formación de una rejilla de Bragg dentro del núcleo de la fibra [Hill et al., 1978]. También se muestra el espectro de transmisión y reflexión que actúa como un filtro de banda angosta.	9
4	Montaje que ilustra el método holográfico de doble haz, empleado por Meltz et al. en 1989 para la fabricación de RDB.	11
5	Esquema del montaje necesario para realizar una rejilla de Bragg mediante el método de mascarilla de fase [Othonos y Lee, 1995].	13
6	Umbral que existe entre las rejillas de Tipo I y las rejillas Tipo II. Aproximadamente entre 20 y 30mJ por pulso puede observarse claramente un fuerte cambio en la modulación del índice de aproximadamente 2 órdenes de magnitud [Poumellec et al., 1996].	16
7	Comportamiento del crecimiento de una rejilla Tipo III, donde puede apreciarse la aparente dependencia de la reflectancia respecto a las tensiones sobre la fibra [Russell y Archambault, 1996].	18
8	En el modelo de centros de color se piensa que los defectos de la deficiencia de oxígeno son los responsables de la fotosensibilidad en el sílice dopado con germanio. Un electrón está relacionado en la ruptura de la banda.	20
9	Cambio de absorción inducido por la radiación UV en una preforma con 10mol% de Ge, expuesta a 0.12kJ/cm ² en una longitud de onda de 248nm con un ajuste de tres bandas gaussianas en 195, 242 y 256nm [Dong et al., 1995].	21
10	Representación típica de una rejilla de Bragg, n_1 y n_2 son las variaciones periódicas del índice de refracción, k y k' son los vectores de onda de la onda incidente y de la onda reflejada respectivamente, θ es el ángulo de incidencia y Λ el período de la rejilla.	24
11	Espectro de la reflectividad, se muestran valores medidos y calculados para una rejilla de Bragg que opera cerca de la región de 1.3 μ m [Limberger et al., 1993].	35

LISTA DE FIGURAS (CONTINUACION).

FIGURA		PAGINA
12	Comportamiento de la reflectancia para diferentes valores de $ \kappa L$, el valor aproximado para una reflectancia $\approx 100\%$ es $ \kappa L = 3$.	35
13	Rejilla doble, una rejilla doble es un dispositivo que se forma por dos RDB con una longitud L_{RD} y que se encuentran separadas por una distancia L_{AB} .	38
14	Rejilla doble, curva de la reflectancia de un par de RDB con idénticas características (longitud, reflectancia etc.).	38
15	Esquema del montaje realizado para la impresión de las RDB.	41
16	Base que se empleó para sostener la fibra fotosensible y la mascarilla de fase utilizadas para la fabricación de las RDB.	42
17	Mesa de trabajo con las patas que se le adaptaron.	43
18	Montaje para caracterizar la dependencia de la reflectancia contra el tiempo de exposición.	44
19	Montajes empleados para llevar a cabo la caracterización ("A" transmitancia y "B" reflectancia) de las RDB que se obtuvieron.	45
20	Arreglo usado para la caracterización del espectro de transmitancia de la RDB grabada en el núcleo de la fibra óptica, para diferentes temperaturas.	46
21	Corte en los extremos de la fibra, y apariencia de la fibra a la que se le descubrió una parte para poder llevar a cabo la impresión de la RDB..	47
22	Metodología empleada para establecer si la fibra era perpendicular a los surcos de la mascarilla o no.	49
23	Esquema del arreglo experimental usado para grabar las RDB basado en el láser de excímero del laboratorio del IFUNAM.	50
24	Transmitancia de la rejilla #1. Esta ha sido hasta el momento la mejor rejilla grabada en este trabajo.	58
25	Reflectancia de la primer rejilla que obtuvimos (rejilla #1) el valor máximo es alrededor del 43%.	58
26	Transmitancia de la RDB #2, con un valor mayor a la de la rejilla #1.	59
27	Reflectancia de la rejilla #2. Valor máximo de $\approx 13\%$.	59
28	Reflectancia de la rejilla #3. En algunos casos la reflectancia era sumamente baja; para este caso el valor máximo es aproximadamente 2.64%.	60

LISTA DE FIGURAS (CONTINUACION).

FIGURA		PAGINA
29	Rejilla doble. Este dispositivo fue hecho con el grabado de dos pequeñas RDB sobre la fibra, la longitud de éstas es de $\approx 1\text{mm}$ y están separadas por 7mm .	60
30	Corrimientos en el espectro de la reflectancia debidos a las variaciones de temperatura en la rejilla, en este caso de 26.5°C , línea sólida, y $\approx 100^\circ\text{C}$, línea punteada.	61
31	Variaciones de temperatura entre las rejillas de $\approx 0^\circ\text{C}$, línea raya-punto, y 26.5°C , línea sólida.	61
32	Las tres gráficas de los espectros para las diferentes temperaturas. De izquierda a derecha 0 , 26.5 y 100°C .	62
33	Corrimiento observado en el espectro de la rejilla doble, $\approx .69\text{nm}$ medido a partir de los picos máximos centrales. Las temperaturas son 26°C , línea sólida, y 100°C , línea punteada.	62
34	El corrimiento para cuando la temperatura es de $\approx 0^\circ\text{C}$, línea raya-punto, es hacia a la izquierda y es de $\approx .27\text{nm}$, medidos a partir de los picos centrales máximos.	63
35	Gráfica de la reflectancia de la rejilla doble que obtuvimos para tres distintas temperaturas, de izquierda a derecha 0 , 26 , y 100°C .	63
36	Rejilla #5 con una reflectancia máxima. $\approx 4.43\%$.	64
37	Comportamiento de la reflectancia respecto al tiempo de exposición para obtener la rejilla #5.	64
38	Rejilla #6, reflectancia máxima. $\approx 2.057\%$.	65
39	Comportamiento de la reflectancia de la rejilla #6.	65
40	Variaciones de la reflectancia de las rejillas #5 y #6, línea sólida y línea puntada respectivamente.	66
41	Rejilla obtenida con una reflectancia de $\approx 29.37\%$.	66
42	Gráfica de las curvas experimentales y teóricas de la rejilla #1.	69
43	Comportamiento de la reflectancia de una RDB en la que podemos observar un notable decaimiento en el valor de la R_m respecto a la rejilla #1.	70
44	Reflectividad en una RDB grabada sobre una fibra con un índice de refracción igual a 1.466 .	71

LISTA DE FIGURAS (CONTINUACION).

FIGURA	PAGINA
45 Comportamiento de la reflectancia contra el tiempo de exposición. En estas gráfica podemos observar las inestabilidades del arreglo experimental, también puede notarse la similitud de las gráficas con las reportadas por Russell y Archambault, 1996 (Fig. 7, capítulo II).	74

FABRICACION DE REJILLAS DE BRAGG EN UNA FIBRA OPTICA.

CAPITULO I.

REJILLAS DE BRAGG.

NOTA INTRODUCTORIA.

Una rejilla de Bragg (RDB) en una fibra óptica es una perturbación periódica del índice de refracción del núcleo a lo largo de la fibra, la cual fue grabada por la exposición del núcleo a un patrón de interferencia óptica intenso.

La formación permanente de estas rejillas fue observada por primera vez por Hill *et al.* en 1978 en el Canadian Communications Research Centre (CRC), en Ottawa, Ont., Canadá, durante un estudio sobre los efectos no lineales en un diseño especial de una fibra de sílice: en este experimento se observó que la atenuación de la fibra se incrementaba bajo una exposición prolongada a luz visible (488nm) que era lanzada a través del núcleo de la fibra a partir de un láser de argón.

La investigación sobre el aparente incremento en la atenuación condujo a considerar que una rejilla débil se había formado por la interferencia entre el haz de luz que era lanzado por la

fibra y el que era reflejado en el extremo final de esta fibra. Esta rejilla tenía una modulación del índice de refracción Δn muy pequeña del orden de 10^{-5} - 10^{-6} .

Posteriormente, se dio otro paso importante cuando en 1989, Meltz *et al.* demostraron que era posible la fabricación de una RDB en el núcleo de una fibra óptica por medio de la exposición externa del núcleo a un patrón de interferencia generado por luz en la banda espectral del UV. A partir de 1988, la actividad en la investigación sobre la fotosensibilidad se incrementó de manera dramática. Muchos trabajos se han hecho basados en fibras ópticas de Ge:SiO₂ y láseres con longitudes de onda entre 240-260nm.

Ahora la pregunta forzada es ¿por qué son tan importantes estos dispositivos que han acaparado tanto la atención en estos últimos años? la respuesta es simple: por las muchas y variadas aplicaciones que pueden ser generadas a partir de tales elementos, además de que estas aplicaciones no son exclusivas de ninguna área en particular pues pueden extenderse desde la aplicación para el desarrollo de sensores hasta la generación de dispositivos en las telecomunicaciones por fibra óptica e incluso en un área que pudiera parecer tan alejada como la medicina, [Yun-jiang Rao *et al.*, 1997].

Dentro de estas aplicaciones podemos encontrar la más simples e intuitivas como la de fabricar espejos o filtros con una excelente selectividad o aplicaciones tan exóticas y extravagantes como la de compensadores de dispersión, conmutación óptica, láseres semiconductores con reflectores de Bragg externos etc., [Hill y Meltz, 1997], por esta razón resulta importante iniciar estudios para poder desarrollar técnicas de fabricación de estas RDB.

En este trabajo se mostrarán los resultados que se han obtenido justamente para dar inicio a estos estudios, estos resultados son iniciales por lo que no pueden arrojar conclusiones definitivas, sin embargo, presentan el inicio de un panorama donde podremos generar

nosotros mismos la fabricación de las RDB con características definidas para aplicaciones concretas que nos permitan desarrollarnos tecnológicamente y con esto dar un paso para el crecimiento de nuestros conocimientos científicos y tecnológicos.

I.1. OBJETIVO GENERAL.

El objetivo principal de este trabajo es la fabricación de rejillas de Bragg (RDB) en una fibra óptica para ser usada en diversas aplicaciones, como por ejemplo el área de sensores, la construcción de láseres en fibras dopadas con erbio, la elaboración de filtros, etc.

I.2. CONTENIDO DE LA TESIS.

El contenido de la tesis ha quedado de la siguiente manera: en el Capítulo II se mencionan los diversos métodos que existen para llevar a cabo la impresión de las RDB en las fibras ópticas, mostrando por supuesto el método de mascarilla de fase que ha sido la técnica que empleamos para fabricar las RDB que tenemos. También se mencionan algunos mecanismos que son los que influyen mayormente en el fenómeno de la fotosensibilidad, punto clave para la fabricación de las RDB en las fibras ópticas. Finalmente también dentro de este capítulo se dan la bases teóricas que muestran las características más sobresalientes de las RDB.

En el Capítulo III se muestran las características de los materiales y dispositivos que fueron empleados para la fabricación de las rejillas de Bragg, de igual manera se describen los métodos usados para fabricar y caracterizar a estas RDB.

En el Capítulo IV se muestran los resultados que fueron obtenidos en la elaboración de las RDB y finalmente en el Capítulo V se muestran las discusiones y conclusiones de este trabajo.

CAPITULO II.

REJILLAS DE BRAGG: METODOS DE FABRICACION Y BASES TEORICAS.

INTRODUCCION.

Una rejilla de Bragg (RDB) en una fibra óptica es una modulación periódica del índice de refracción del núcleo de la fibra, ver Fig. 1. Para poder grabar una de estas RDB en las fibras se pueden usar distintos métodos, aquí mencionaremos los más conocidos y por supuesto el que hemos empleado para construir las RDB, el método de MASCARILLA DE FASE [Hill *et al.*, 1993].

Por otra parte, distintos mecanismos físicos son los responsables del cambio del índice de refracción dentro del núcleo de la fibra al ser expuesto a la radiación UV. Se mencionan algunos de éstos, que posiblemente, son los responsables de la modulación del índice.

El comportamiento de las rejillas de Bragg puede ser descrito mediante diversas teorías: TEORÍA DE MODOS ACOPLADOS [Yariv y Yeh, 1994], EL FORMALISMO DE LAS ONDAS DE

BLOCH [Peral y Capmany, 1994], o incluso mediante la teoría empleada para caracterizar a los FILTROS INTERFERENCIALES DE MULTICAPAS en donde se considera a la RDB como un ensamble múltiple de películas delgadas [Cerecedo, 1995]. En este capítulo se usará la teoría de MODOS ACOPLADOS para explicar las características de la RDB.

II.1. REJILLAS DE BRAGG EN UNA FIBRA OPTICA.

Algunas fibras pueden cambiar sus propiedades ópticas permanentemente cuando son expuestas a una radiación láser intensa en el azul o el UV. Este efecto fotosensible puede utilizarse para provocar cambios periódicos en el índice de refracción a lo largo de la fibra (cuando esta fibra de sílice está dopada con germanio y es expuesta por unos minutos a un haz de luz láser intenso) obteniendo con esto la formación de una REJILLA DE BRAGG dentro del núcleo de la fibra.

Este fenómeno fue observado por primera vez en 1978 por Hill *et al.* y atrajo poco la atención durante los siguientes 10 años; no fue sino hasta 1989 en que las RDB se convirtieron en un tópico de intensa investigación.

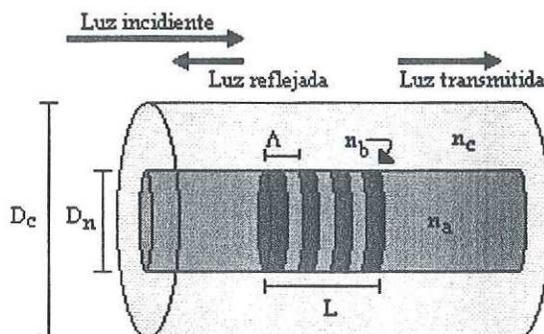


Fig. 1 Rejilla de Bragg con sus parámetros asociados; n_a índice de refracción del núcleo de la fibra, n_b modulación del índice de refracción, L longitud de la rejilla, Λ período de la rejilla, D_c diámetro de la fibra y D_n diámetro del núcleo de la fibra.

Varios avances recientes pueden mostrar que las RDB pueden construirse rutinariamente y ser diseñadas para operar en un amplio rango de longitudes de onda, que se extienden del ultravioleta hasta la región del infrarrojo. Las regiones cercanas a $1.5 \mu\text{m}$ son en particular interesantes debido a su relevante importancia en los sistemas de comunicaciones por fibra óptica [Agrawal, 1995]. En esta sección discutiremos las técnicas de fabricación, mecanismos físicos, teoría de operación y aplicaciones potenciales de las RDB en fibras ópticas.

II.2. TECNICAS DE FABRICACION.

Las RDB en fibras ópticas pueden ser fabricadas usando diferentes técnicas, cada una tiene sus pros y contras. Existen técnicas puramente interferométricas, en las cuales se genera un patrón de franjas por medio de la interferencia dos haces, la ventaja de estos métodos es la posibilidad de elegir fácilmente la longitud de Bragg además de requerir elementos muy simples. Sin embargo se requiere el uso de láseres UV con coherencias temporales altas. Para escribir una rejilla uniforme de longitud L y una longitud λ_B , se requiere una fuente con una longitud de coherencia

$$L_c > n_m^{eff} L \frac{\lambda_{UV}}{\lambda_B}, \quad (1)$$

donde λ_{UV} es la longitud de onda de escritura en el UV y n_m^{eff} el índice efectivo en λ_B [Russell y Archambault, 1996]. Además, cuando se realiza la escritura de rejillas empleando un interferómetro, se requiere un alto grado de estabilidad. La posición de las franjas debe mantenerse fija dentro de una fracción del período de la rejilla durante toda la exposición; de lo contrario las líneas de la rejilla se borran. Existen varias fuentes potenciales de inestabilidad: vibraciones mecánicas, corrientes de aire, cambios de temperatura, deslizamientos en las monturas ópticas, fluctuaciones en la longitud de onda del láser, etc.

Por otra parte existen técnicas no interferométricas como la técnica de punto-por-punto y la de mascarilla de fase en la cual a pesar de que, estrictamente hablando, se emplea la interferencia de dos haces para generar el patrón de franjas, la diferencia radica en que para obtener esta interferencia no se utiliza un interferómetro, lo que provoca que se eviten los inconvenientes que intrínsecamente traen consigo el empleo estos dispositivos.

II.2.1. METODO INTERNO DE HAZ SENCILLO.

En esta técnica, usada en el experimento original de Hill *et al* en 1978, se emplea un haz de luz láser, casi siempre de argón, trabajando en un solo modo a 488nm, Fig. 2. El haz es lanzado a través de la fibra dopada con germanio, y se monitorea la luz reflejada por el extremo final de la fibra.

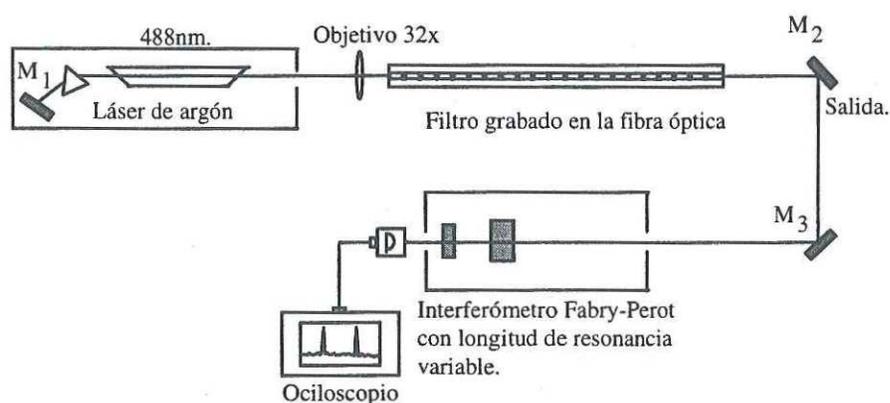


Fig. 2. Esquema usado por Hill *et al.* en 1978 con el que consiguió el grabado de las primeras rejillas de Bragg dentro de una fibra óptica.

Inicialmente la reflectividad, es de alrededor del 4% para la interfaz fibra-aire. Sin embargo, ésta aumenta gradualmente con el tiempo, y puede exceder el 90% después de algunos minutos (dependiendo de la de la fotosensibilidad en la fibra) cuando la RDB está completamente formada.

La Fig. 3 muestra el incremento en la reflectancia con respecto al tiempo del experimento realizado en 1978 por Hill *et al.*, con una fibra de un metro de largo, una abertura numérica de 0.1 y un diámetro en el núcleo de 2.5 μm . La reflectancia de 44% después de 8 minutos de exposición implica más de 80% de reflectancia de la RDB, teniendo en cuenta las pérdidas por acoplamiento (típicamente del 50%).

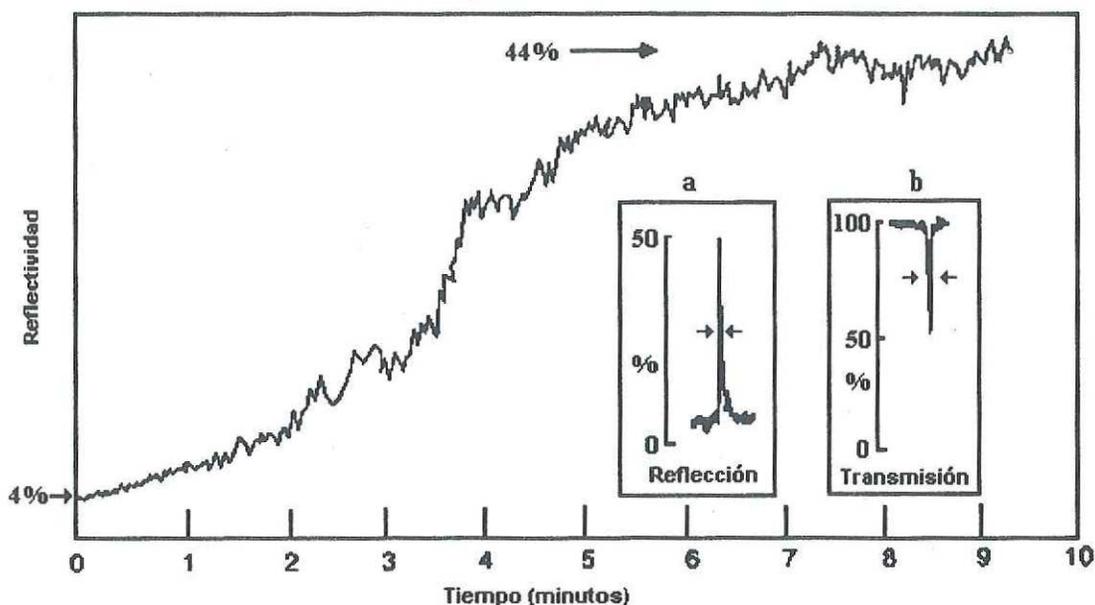


Fig. 3. Incremento de la reflectividad con respecto al tiempo debido a la formación de una rejilla de Bragg dentro del núcleo de la fibra [Hill et al., 1978]. También se muestra el espectro de transmisión y reflexión que actúa como un filtro de banda angosta.

El incremento de la reflectividad es atribuido a la formación de la RDB dentro del núcleo de la fibra. La formación de la rejilla la inicia la luz que es reflejada en la parte final de la fibra y que viaja obviamente en dirección opuesta a la luz inicialmente lanzada. Las dos ondas que se propagan en direcciones contrarias interfieren entre sí, y crean un patrón de onda estacionario con periodicidad $\lambda/2n$, donde λ es la longitud de onda del láser y n es el índice del modo a la longitud de onda del láser.

El índice de refracción del sílice es modificado localmente en las regiones de alta intensidad, resultando una variación periódica del índice de refracción a lo largo de la fibra. Aunque las variaciones en el índice de refracción inicialmente son débiles a causa de que la intensidad de la onda reflejada es muy pequeña (cerca del 4% en la reflectividad), ésta se refuerza a sí misma en un tipo de proceso “autogenerativo”.

Mientras que el período es exactamente el mismo en la “onda estacionaria”, la condición de Bragg se satisface para dicha longitud de onda. Como resultado de que algo de la luz que viaja en dirección contraria es reflejada nuevamente se da una especie de retroalimentación que fortalece la RDB y ésta a su vez aumenta la retroalimentación. El proceso se detiene cuando el cambio del índice foto-inducido se satura. Estas RDB en las fibras actúan como filtros de reflexión de banda angosta. La Fig. 3 muestra el espectro de transmitancia y reflectancia de una de estas rejillas en la fibra. El ancho espectral (FWHM¹) de estos espectros está alrededor de los 200Mhz. Ahora bien el incremento de la reflectividad de la luz que incide y el correspondiente decaimiento de la transmitancia puede ser entendido a través de LA TEORÍA DE PROPAGACIÓN DE MODOS ACOPLADOS DE UNA ONDA EN UN MEDIO PERIÓDICO.

Una desventaja de esta técnica de grabado, es que sólo permite grabar rejillas que funcionan en longitudes de onda cercanas a la del láser que se emplea para escribir la RDB (el intervalo en que la fibra es monomodal). Además las fibras dopadas con germanio muestran una sensibilidad baja a longitudes mayores que $.5 \mu\text{m}$, por lo tanto esta técnica no puede ser usada para grabar rejillas en la región de $1.3\text{-}1.6 \mu\text{m}$ que resulta de gran importancia para las comunicaciones ópticas. La técnica HOLOGRÁFICA DE DOBLE HAZ que se discute a continuación resuelve este problema.

II.2.2. METODO HOLOGRAFICO DE DOBLE HAZ.

La TÉCNICA HOLOGRÁFICA DE DOBLE HAZ, [Meltz *et al.*,1989] que se muestra esquemáticamente en la Fig. 4, hace uso de un arreglo interferométrico externo similar al usado para la holografía. Dos haces ópticos, obtenidos de un mismo láser que opera en la

¹ Full Width at Half Maximun (Ancho a la mitad del máximo).

región del ultravioleta y que forman un ángulo entre ellos de 2θ se hacen interferir y el núcleo de la fibra es expuesto al patrón de interferencia. Se usa una lente cilíndrica para enfocar la luz sobre la fibra; una sección transversal típica es $\approx 12 \times 0.3 \text{ mm}^2$ donde el largo de esta medida determina la longitud de la rejilla. De manera similar al esquema del haz sencillo, el patrón de interferencia crea una rejilla de índice de refracción.

Sin embargo, el período de la rejilla Λ está relacionado con la longitud de onda λ y el ángulo θ como se observa en la Ec. (2),

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \quad (2)$$

y puede ser variado en un amplio rango por el simple ajuste del ángulo θ .

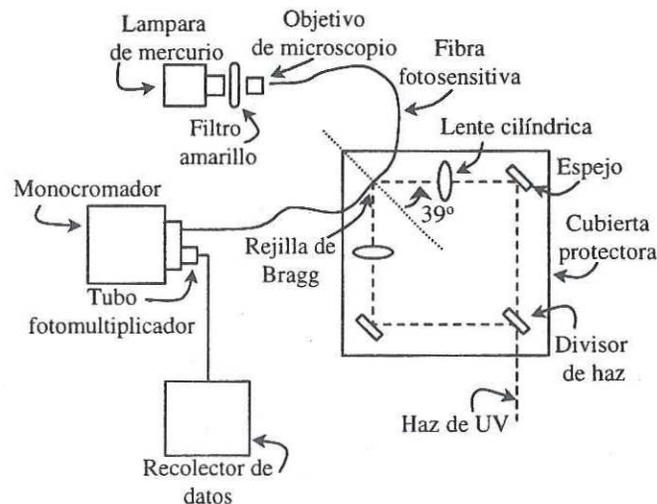


Fig. 4 Montaje que ilustra el método holográfico de doble haz, empleado por Meltz et al. en 1989 para la fabricación de RDB.

De esta manera Λ determina la longitud de onda cerca de la cual la rejilla fotoinducida reflejará la luz y, como se observa en la Ec. (2) puede ser significativamente mayor que λ ; las RDB que operan en las regiones del visible o infrarrojo pueden ser fabricadas con este método

mediante el uso de una λ en la región del UV. En el experimento de Meltz *et al.* en 1989 se demostró que es posible grabar una RDB para 580nm.

En el grabado de esta rejilla se expuso una parte del núcleo, de 4.4 mm de longitud, de una fibra fotosensible por un espacio de tiempo de 5 minutos usando una fuente de radiación de 244nm. La luz se obtuvo usando un “doblador de frecuencia” con un láser de tintura que operó a una potencia promedio de 10-20mW. Las medidas de la reflectividad indicaban que los cambios en el índice de refracción fueron de $\approx 10^{-5}$ en las regiones de alta intensidad del patrón de interferencia. Las RDB formadas a partir de este método quedaron sin cambios incluso cuando las fibras fueron calentadas hasta 500°C.

Debido a su importancia práctica en 1990 se consiguió grabar RDB que operan en la región de $1.5\mu\text{m}$ [Agrawal, 1995]. Desde entonces existen muchas variaciones de esta técnica básica. Ahora bien, un problema inherente a esta técnica es que requiere un láser en el UV profundo con una excelente coherencia temporal y espacial. Los láseres de excímero comúnmente usados para este propósito tienen una calidad del haz relativamente pobre y requieren un cuidado especial para mantener el patrón de interferencia sobre la fibra mientras dura el proceso de grabación, que se realiza en varios minutos. Una técnica que supera estos inconvenientes es la de MASCARILLA DE FASE.

II.2.3. METODO “FOTOLITOGRAFICO” DE MASCARILLA DE FASE.

Esta es una técnica no holográfica que fue demostrada en 1993 [Hill *et al.*, 1993] usando la fotolitografía comúnmente empleada para la fabricación de circuitos integrados. La idea básica es usar una MASCARILLA DE FASE, Fig. 5, cuya periodicidad depende de la rejilla deseada.

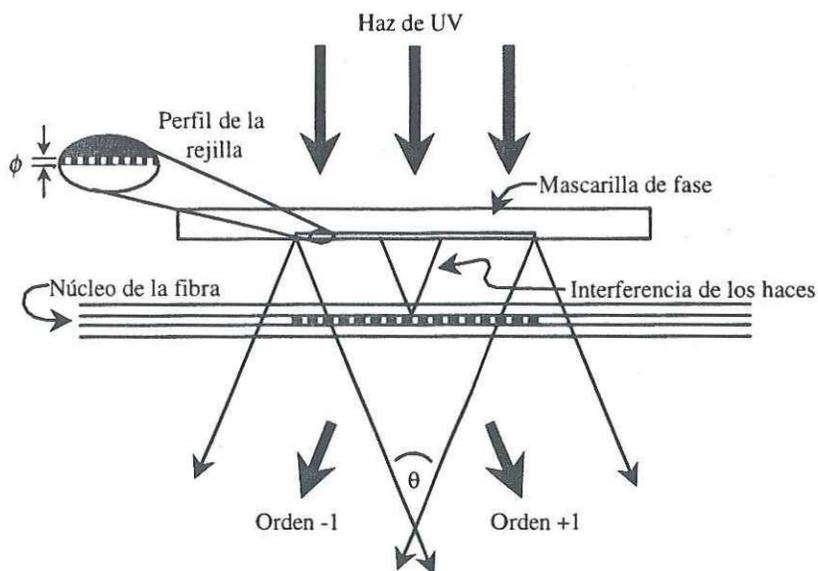


Fig. 5. Esquema del montaje necesario para realizar una rejilla de Bragg mediante el método de mascarilla de fase [Othonos y Lee, 1995].

La mascarilla de fase actúa como un “negativo” que es transferido a la fibra a través de la “fotolitografía”. Estas mascarillas pueden fabricarse sobre un sustrato de cuarzo sobre el cual se coloca una capa de cromo depositada usando litografía con un haz de electrones en combinación con iones reactivos de agua fuerte [Anderson *et al.*, 1993].

La profundidad del canal ϕ del perfil de la mascarilla es controlado de manera que los órdenes de difracción ± 1 sean maximizados mientras que el orden cero de difracción es minimizado. Esto ocurre aproximadamente cuando la diferencia de los caminos ópticos a través del vidrio y el aire es aproximadamente π (esto es cuando $\phi = \lambda_{UV} / \{2[n(\lambda_{UV}) - 1]\}$). El espaciamiento entre las líneas de la mascarilla corresponde al período deseado para la rejilla. Las variaciones de fase inducidas cuando pasa una radiación de UV a través de la mascarilla se trasladan a un patrón de intensidad periódico similar al producido por el de la técnica holográfica, formando con esto un patrón de franjas que muestran una periodicidad que corresponde a la mitad del período de la mascarilla de fase. Enseguida la fotosensibilidad de la

fibra convierte las variaciones de intensidad en una rejilla de índice con un período igual a la mitad del de la mascarilla de fase.

La principal ventaja del método de mascarilla de fase radica en que este método exige una coherencia temporal y espacial mucho menor del haz UV debido a la naturaleza no interferométrica de esta técnica.

II.2.4. METODO DE FABRICACION PUNTO-POR-PUNTO.

Esta técnica no es holográfica y además evita el uso de una mascarilla de fase para fabricar RDB. La fabricación de la RDB se hace directamente, PERÍODO A PERÍODO, mediante la exposición de pequeñas secciones de ancho W a un solo pulso de alta energía. La fibra se desplaza una distancia $\Lambda - W$ antes del siguiente pulso. Este método es conocido como FABRICACIÓN PUNTO-POR-PUNTO [Malo *et al.*, 1993], debido a que la rejilla es fabricada paso a paso. El período típico para este método es inferior a $1 \mu\text{m}$. La técnica trabaja mediante el enfocamiento del haz de un láser UV que únicamente ilumina una pequeña sección de ancho W . Típicamente W es elegida como $\Lambda/2$ aunque podría ser una fracción si se desea.

He aquí algunas limitaciones prácticas de esta técnica. Primero, por lo general sólo se pueden construir RDB muy cortas (longitud $< 1\text{mm}$) debido al tiempo empleado, por la naturaleza del método, para llevar a cabo la fabricación de la RDB. Segundo, el período de la rejilla de primer orden es de alrededor de 530nm para $1.55\mu\text{m}$; incluso de dimensiones mucho más pequeñas. Esto provoca que no sea fácil enfocar el haz.

En la siguiente sección se mostrarán algunas de las clasificaciones típicas de las rejillas, estas clasificaciones han surgido a partir de las características que presentan las RDB grabadas bajo diferentes circunstancias experimentales.

II.3. TIPOS DE REJILLAS.

Hasta la fecha han podido identificarse tres diferentes tipos de rejillas que aparecen bajo diferentes circunstancias de exposición. Estos tipos de rejilla son conocidos como TIPO I, TIPO II y TIPO III.

II.3.1. REJILLAS TIPO I.

Para exposiciones con ondas continuas de luz o de múltiples pulsos débiles, ocurre un proceso de fotorefractividad convencional. Así a las rejillas que son formadas bajo estas condiciones se les conoce como *Tipo I*. Las rejillas de *Tipo I* pueden ser escritas en todo tipo de fibras de germano silicato. En fibras de germanio y boro-germanio, con pulsos sencillos se han obtenido modulaciones tan altas como 2×10^{-5} , con reflectividades del 10% y anchos de banda de 6GHz. En fibras con "hydrogen-load" se fabricaron rejillas de *Tipo I* escritas con un pulso logrando modulaciones del índice del orden de 4×10^{-5} y una reflectancia del 40% [Russell y Archambault, 1996].

II.3.2. REJILLAS TIPO II.

Durante los estudios iniciales acerca de la formación de rejillas, usando un láser de excímero KrF que entregaba pulsos de 20nseg, fueron identificados dos regímenes diferentes [Archambault *et al.*,1993]. Por debajo de la potencia umbral, la cual depende del contenido de germanio de la rejilla, puede obtenerse una rejilla de *Tipo I* mediante la aplicación de un pulso sencillo y el efecto fotorefractivo usual. Mientras que por encima de este umbral, puede observarse una rejilla mucho más fuerte, con una reflectancia de cerca de 100% de reflectividad (ver Fig. 6).

Esta rejilla se le conoce como *Tipo II* y se distingue por las siguientes características:

- Tiene modulaciones de índice muy altos, generalmente de 0.001;

- Existe un fuerte acoplamiento entre los modos de cubierta y de radiación;
- Alta estabilidad térmica;
- Altas pérdidas de transmisión para longitudes de onda por debajo de la condición de Bragg.

En una fibra con una abertura numérica de 0.25 y ~15mol% de germanio y con una haz de UV con un área de sección transversal de aproximadamente $155 \times 0.3 \text{ mm}$, el umbral del flujo para la formación de rejillas de *Tipo II* se encuentra alrededor de 1 J/cm^2 (con pulsos de 20nseg).

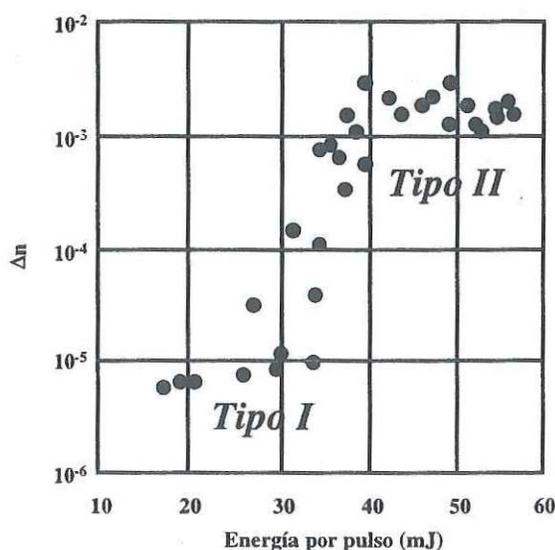


Fig. 6. Umbral que existe entre las rejillas de Tipo I y las rejillas Tipo II. Aproximadamente entre 20 y 30mJ por pulso puede observarse claramente un fuerte cambio en la modulación del índice de aproximadamente 2 órdenes de magnitud [Poumellec et al.,1996].

Doblando la energía del pulso de 20 a 40 mJ se encuentra un incremento en la modulación del índice de refracción por dos órdenes de magnitud. Incluso en fibras con altas concentraciones de germanio, el umbral del flujo no se encuentra muy lejos del punto en que puede llegar a dañarse la superficie de la fibra. De aquí que exista una ventana muy estrecha

para el flujo del pulso dentro de la cual es posible obtener rejillas de *Tipo II* sin dañar la superficie de la fibra.

Se cree que las rejillas de *Tipo II* son el resultado de una ruptura en la interfase núcleo-cubierta, por supuesto, este daño puede ser observado directamente (usando un microscopio) al mirar el lado expuesto del núcleo [Archambault *et al.*,1993]. Este daño puede imaginarse como el resultado de las interacciones de los pulsos de UV con los electrones de la banda de conducción, provocando una rápido calentamiento de más allá del punto de fundición del vidrio. La robustez térmica y óptica de este tipo de rejillas hacen que sean ideales para la aplicación en ambientes hostiles o para el uso de láseres azul/verdes, situaciones en las cuales la estabilidad de las rejillas de *Tipo I* es insegura.

Las rejillas de *Tipo II* posee reflectividades altas que llegan al 100%, grandes anchos de banda, generalmente de 1 a 5nm. Estas pueden ser poco uniformes debido a la fuerte magnificación –a causa de la respuesta no lineal en el núcleo del vidrio- de las irregularidades del perfil de irradiancia del del haz del excímero.

II.3.2. REJILLAS TIPO III.

Las rejillas² de *Tipo III* fueron descubiertas por Niay y coautores en la University of Lille en Francia [Russell y Archambault, 1996]. Durante el estudio de la dinámica de crecimiento de rejillas usando períodos de exposición largos en fibras con aberturas numéricas grandes, expuestas a pulsos múltiples de un láser excímero de KrF, la transmisión disminuyó como se esperaba, indicando el crecimiento de una rejilla de *Tipo I*. A medida que la exposición continuaba, esta rejilla empezaba a debilitarse, hasta que eventualmente desaparecía completa

² Los autores se refieren a estas rejillas como *Tipo IIA*. Aquí las hemos llamado *Tipo III* para distinguirlas más claramente de las rejillas *Tipo II*.

o parcialmente. Entonces una segunda rejilla empezaba a crecer llegando a alcanzar reflectividades del 100%. La primera rejilla exhibía un corrimiento en el pico de reflexión – hacia longitudes de onda más grandes– de esperarse dado el incremento en el promedio del índice de refracción en el núcleo. En contraste, la segunda rejilla presentaba un corrimiento hacia longitudes de onda más cortas, sugiriendo una disminución en el promedio del índice de refracción. El hidrogeno cargado tiende a suprimir la formación de rejillas de *Tipo III* y más aún para exposiciones uniformes llegan al punto de borrar a las rejillas de *Tipo I* dando como resultado el crecimiento de una nueva rejilla.

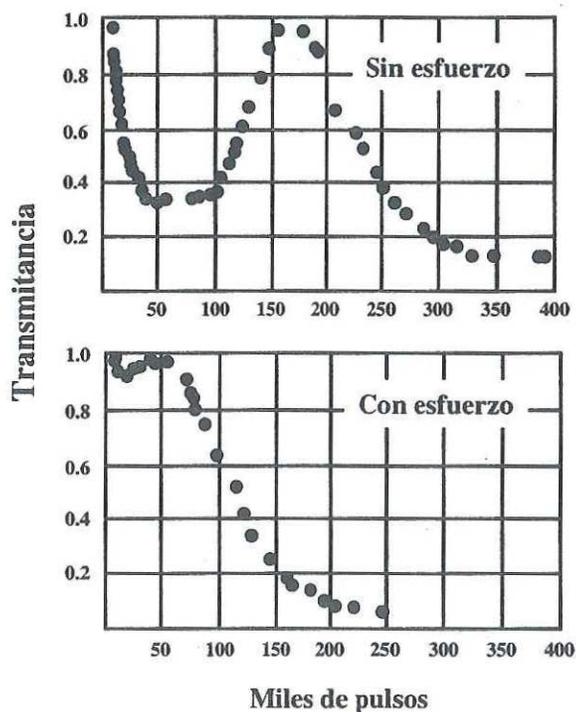


Fig. 7. Comportamiento del crecimiento de una rejilla Tipo III, donde puede apreciarse la aparente dependencia de la reflectancia respecto a las tensiones sobre la fibra [Russell y Archambault, 1996].

Los mecanismos detrás de las rejillas de *Tipo III* aún no son claros, no obstante parece ser que el esfuerzo juega un papel muy importante, como puede verse en la Fig. 7. La impresión de las rejillas *Tipo III* requiere de un interferómetro muy estable.

Finalmente es bueno hacer notar que existen algunas otras clasificaciones (*Tipo 0, Tipo IIb*), que no se mencionan en este trabajo; sin embargo si al lector le resultan interesantes puede ver el trabajo de Poumellec *et al.*, 1996.

Hasta la fecha se piensa que el fenómeno de la fotosensibilidad se debe básicamente a la formación de defectos dentro de los núcleos de las fibras dopadas con germanio, sin embargo aún no queda claro si sólo este fenómeno es el único responsable del cambio en el índice de refracción del núcleo de la fibra o si existen algunos otros mecanismos que actúan solos o junto con este fenómeno. A continuación veremos algunos modelos que intentan explicar estos cambios.

II.4. MODELOS PARA LOS CAMBIOS FOTOINDUCIDOS EN EL INDICE DE REFRACCION.

Aún cuando es ampliamente aceptado que todos los cambios inducidos por luz UV en las fibras de germanosilicatos son iniciados por la ionización de los defectos de deficiencias de oxígeno, todavía existen muchas especulaciones en cuanto al mecanismo (o mecanismos) que son finalmente los responsables de los cambios fotoinducidos en el índice de refracción. Durante este tiempo han sido propuestos varios modelos, los cuales pueden ser divididos en dos categorías: LOS MODELOS DE CENTROS DE COLOR y LOS MODELOS ESTRUCTURALES. En los primeros se sugiere que los cambios en el índice de refracción son el resultado de una reorganización de los centros de color en el vidrio [Hand y Russell,1990]; mientras que en el segundo éste es atribuido a cambios estructurales resultantes por la irradiación UV, tales como compresión o descompresión del vidrio [Fonjallaz *et al.*, 1995]. Ninguno de estos dos modelos de la fotosensibilidad es exclusivo, porque ambos tienen fuertes bases que los soportan además

de que ambos pueden, incluso, contribuir a los cambios fotoinducidos en el índice de refracción.

II.4.1. MODELO DE CENTROS DE COLOR.

Este modelo fue propuesto en 1990 [Hand y Russell,1990]. La exposición de una fibra de germanosilicato a luz UV ioniza los centros de defectos de deficiencia de oxígeno, liberando fotoelectrones que pueden ser atrapados por vacancias vecinas, provocando con esto nuevos centros de color. Este cambio en las poblaciones de los centros de color modifica permanentemente el espectro de absorción del UV del vidrio, lo cual, a través del principio de causalidad de Kramers-Krönig, crea un cambio en el índice para longitudes de onda grandes. Para estimar la contribución de la formación de los centros de color en los cambios del índice de refracción en una fibra, deberíamos medir, idealmente, los cambios de absorción en el rango total del espectro del UV.

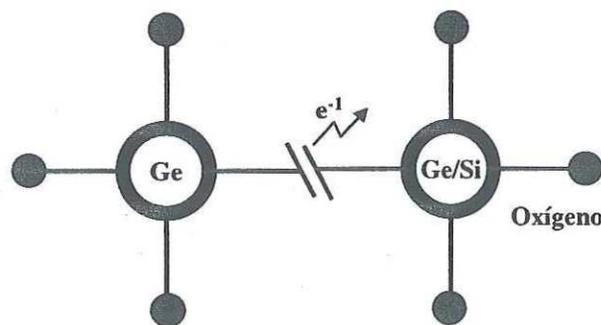


Fig. 8. En el modelo de centros de color se piensa que los defectos de la deficiencia de oxígeno son los responsables de la fotosensibilidad en el sílice dopado con germanio. Un electrón está relacionado en la ruptura de la banda.

Una medida completa de esta variación fue presentada por Atkins *et al.* [Atkins *et al.*, 1993], quienes midieron los cambios de absorción inducidos por el UV en una preforma de sílice con 3% de Ge por debajo de 165nm (7.5ev). La Fig. 9 muestra una medición realizada por Dong *et al.*, [Dong *et al.*, 1994] en una preforma con 10-mol% de Ge después de una exposición de

0.12-kJ/cm² con una longitud de onda de 248nm. Los datos fueron ajustados por una suma de tres bandas Gaussianas centradas en 195, 242 y 156nm (6.4, 5.1 y 4.8eV). El blanqueo de la banda de los 242nm provoca un incremento de negativo del índice de refracción, pero es mayor por un gran aumento en la banda de 195nm, produciendo un cambio positivo neto del índice de refracción. Un calculo con las relaciones de Kramers-Krönig ofrece cambios de 6×10^{-5} para longitudes en 1,550nm.

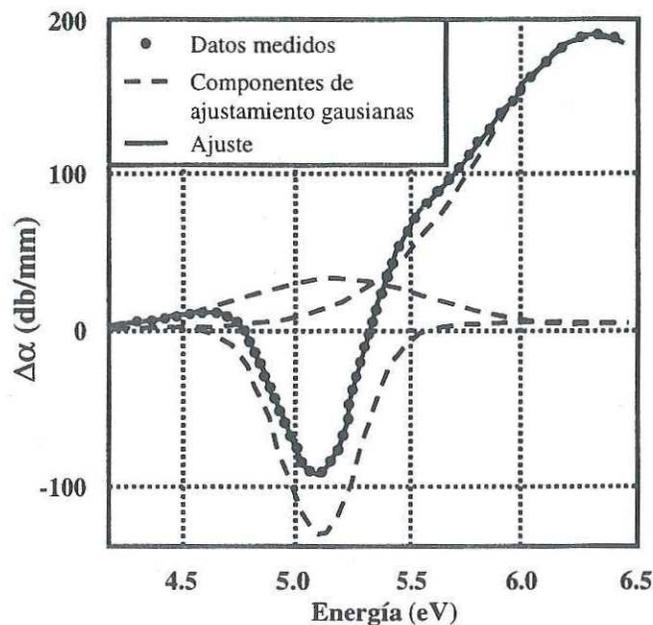


Fig. 9. Cambio de absorción inducido por la radiación UV en una preforma con 10mol% de Ge, expuesta a 0.12kJ/cm² en una longitud de onda de 248nm con un ajuste de tres bandas gaussianas en 195, 242 y 256nm [Dong et al., 1995].

En general, el modelo de centros de color ofrece una estimación correcta del orden de magnitud de los cambios fotoinducidos en el índice de refracción para fibras estándar de sílice-germanio [Atkins et al., 1993], [Dong et al., 1995]. Sin embargo, no se sabe si los cambios medidos son o no los únicos responsables de la modulación del índice de refracción, especialmente para fibras que muestran una gran fotosensibilidad [Limberger et al., 1993].

II.4.2. MODELO BASADO EN CAMBIOS ESTRUCTURALES.

También existen fuertes evidencias de que la fotoionización de los defectos en fibras de sílice-germanio sean no únicamente el resultado de la redistribución de los electrones, si no también de esfuerzos [Wong *et al.*, 1992] y la densidad del vidrio[Fonjallaz *et al.*, 1995]. Una vez que han sido realizados los cambios en el espectro de absorción del UV no existe una explicación convincente para mostrar todos los cambios inducidos en el índice, la compactación del vidrio ha sido sugerida como un posible mecanismo adicional [Russell y Archambault, 1996]. Durante el proceso de grabado en la fibra, se ha encontrado un esfuerzo estático significativo se encuentra en el núcleo debido a un equilibrio de los coeficientes de expansión térmica y los puntos de fusión del núcleo y la cubierta de vidrio. Esto ha provocado que Wong y otros autores hallan propuesto que las fuertes bandas de ruptura provocadas por la luz UV sean provocadas por el esfuerzo y relajamiento local, y que esto modifique el índice de refracción en el vidrio [Wong *et al.*, 1992].

Estos son los modelos que parecen tener mayor fuerza, sin embargo se aún esta lejos de comprender por completo los procesos bajos los cuales se da la modificación del índice de refracción.

II.5. ANALISIS DEL COMPORTAMIENTO DEL CAMPO ELECTRICO EN UN MEDIO PERIODICO.

Para explicar la propagación de radiación electromagnética a través de un medio periódico generalmente se usan dos aproximaciones una es el FORMALISMO DE LAS ONDAS DE BLOCH [Peral y Capmany, 1997] y la otra es la TEORÍA DE MODOS ACOPLADOS [Yariv y Yeh, 1994]. Aquí se empleará la teoría de modos acoplados para explicar el comportamiento de las RDB, donde entendemos por MODOS DE PROPAGACIÓN en una fibra al CAMPO ELÉCTRICO QUE

MANTIENE LA MISMA DISTRIBUCIÓN TRANSVERSAL A LO LARGO DE TODA LA DISTANCIA DE LA GUÍA DE ONDA [Saleh y Teich, 1991]. En esta teoría las variaciones periódicas del tensor dieléctrico se consideran como una perturbación que acopla los modos normales no perturbados de la estructura. En este modelo, el tensor dieléctrico se escribe como

$$\epsilon(x, y, z) = \epsilon_0(x, y) + \Delta\epsilon(x, y, z), \quad (3)$$

donde $\epsilon_0(x, y)$ es la parte no perturbada del tensor dieléctrico, y $\Delta\epsilon(x, y, z)$ representa la perturbación periódica en la dirección de z , ver Fig. 10. Se asume que los modos normales de propagación en el medio dieléctrico sin perturbaciones, descritos por el tensor $\epsilon_0(x, y)$ se conocen.

Si el medio dieléctrico sin perturbaciones es homogéneo en la dirección de z (esto es $\partial\epsilon_0(x, y)/\partial z = 0$) entonces los modos normales pueden representarse como:

$$\vec{E}_m(x, y, z) = E_m(x, y)e^{i(\alpha x - \beta_m z)}, \quad (4)$$

donde m es el índice del modo el cual puede ser continuo para modos sin fronteras, como una onda plana, o discreto para modos confinados, como en el caso de una guía de onda.

Los modos normales en un medio sin cargas libres deben satisfacer

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \omega^2 \mu \epsilon_0(x, y) - \beta_m^2 \right) \vec{E}_m(x, y) = 0. \quad (5)$$

Si en $z = 0$ se excita un campo arbitrario de frecuencia ω , la propagación de este campo en el medio sin perturbaciones puede ser expresada en términos de una combinación lineal de los modos normales:

$$\vec{E} = \sum_m A_m \vec{E}_m(x, y)e^{i(\alpha x - \beta_m z)}, \quad (6)$$

donde los coeficientes A_m son constantes. Si los modos se normalizan para un flujo de potencia de 1 W en la dirección de z , la relación de ortogonalidad de los modos puede escribirse de la siguiente manera:

$$\frac{1}{2} \int (\vec{E}_\ell \times \vec{H}_k^*)_z dx dy = \delta_{\ell k}, \quad (7)$$

donde \vec{H}_k es el campo magnético asociado con el modo \vec{E}_k .

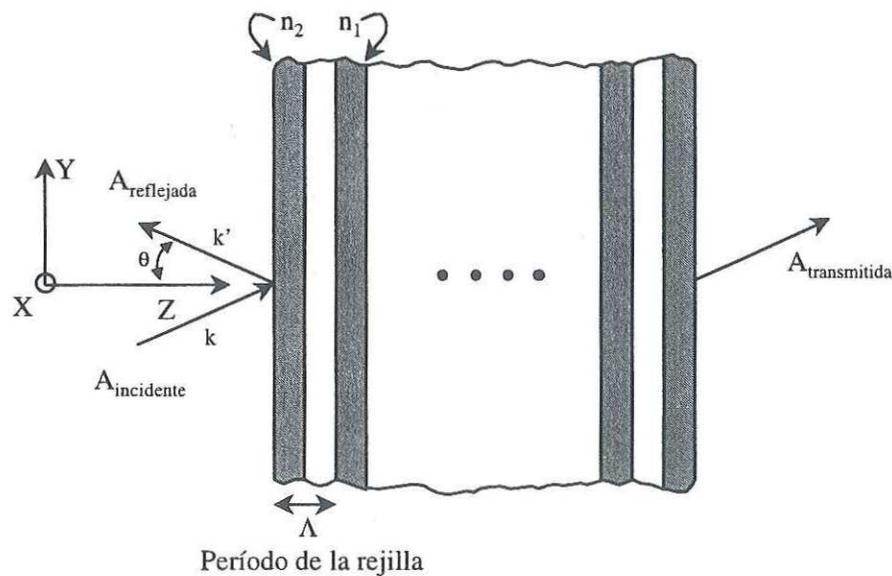


Fig. 10. Representación típica de una rejilla de Bragg, n_1 y n_2 son las variaciones periódicas del índice de refracción, k y k' son los vectores de onda de la onda incidente y de la onda reflejada respectivamente, θ es el ángulo de incidencia y Λ el período de la rejilla.

Cuando $\nabla \cdot \vec{E} = 0$ y los modos \vec{E}_m satisfacen la Ec. (5), esta relación de ortogonalidad se convierte en

$$\int \vec{E}_k^*(x, y) \cdot \vec{E}_\ell(x, y) dx dy = \frac{2\omega\mu}{|\beta_k|} \delta_{k\ell}, \quad (8)$$

donde $\delta_{k\ell}$ es la delta de Kronecker para modos confinados, o la delta de Dirac para modos no acotados. Si se excita un solo modo en $z = 0$, por ejemplo el modo cuyo campo es

$\vec{E}_1(x, y)e^{i(\alpha x - \beta_1 z)}$; la onda electromagnética se mantendrá en dicho modo a través de todo el medio, si éste no está perturbado.

En lo que se refiere a la propagación de un modo no perturbado en un medio con perturbaciones descritas por el tensor dieléctrico $\epsilon_0(x, y) + \Delta\epsilon(x, y, z)$. La presencia de la perturbación dieléctrica $\Delta\epsilon(x, y, z)$ da lugar a una perturbación en la polarización

$$\Delta\vec{P} = \Delta\epsilon(x, y, z)\vec{E}_1(x, y)e^{i(\alpha x - \beta_1 z)}. \quad (9)$$

Si esta onda de polarización que actúa como una fuente distribuida, puede transferir energía hacia (o fuera de) algún otro modo $\vec{E}_2(x, y)e^{i(\alpha x - \beta_2 z)}$, entonces podemos decir que la perturbación dieléctrica $\Delta\epsilon(x, y, z)$ acopla (es decir causa un intercambio de energía entre los modos) \vec{E}_1 y \vec{E}_2 .

Si se expresa el vector de campo eléctrico de una onda electromagnética como una expansión de los modos normales de una estructura dieléctrica sin perturbaciones, donde los coeficientes de expansión dependen de z ; el campo puede expresarse como:

$$\vec{E} = \sum_m A_m(z)\vec{E}_m(x, y)e^{i(\alpha x - \beta_m z)}, \quad (10)$$

sustituyendo la Ec. (10) dentro de la ecuación de onda

$$\{\nabla^2 + \omega^2\mu[\epsilon_0(x, y) + \Delta\epsilon(x, y, z)]\}\vec{E} = 0 \quad (11)$$

y usando la Ec. (5)

$$\begin{aligned} & \sum_k \left[\frac{d^2}{dz^2} A_k - 2i\beta_k \frac{d}{dz} A_k \right] \vec{E}_k(x, y)e^{-i\beta_k z} \\ & = -\omega^2\mu \sum_l \Delta\epsilon(x, y, z) A_l \vec{E}_l(x, y, z)e^{-i\beta_l z} \end{aligned} \quad (12)$$

Ahora bien, si asumimos que la perturbación es débil entonces la variación de las amplitudes de los modos será "lenta" y satisface la condición

$$\left| \frac{d^2}{dz^2} A_k \right| \ll \left| \beta_k \frac{d}{dz} A_k \right|. \quad (13)$$

Esta condición es conocida como LA APROXIMACIÓN PARABÓLICA y casi siempre es usada cuando la perturbación es pequeña. Si se desprecia la 2a. derivada en la Ec. (12) se tiene

$$\begin{aligned} & -2i \sum_k \beta_k \left(\frac{d}{dz} A_k \right) \bar{E}_k(x, y) e^{-i\beta_k z} \\ & = -\omega^2 \mu \sum_\ell \Delta\mathcal{E}(x, y, z) A_\ell \bar{E}_\ell(x, y, z) e^{-i\beta_\ell z}. \end{aligned} \quad (14)$$

Ahora se toma el producto escalar de Ec. (14) con $\bar{E}_k^*(x, y)$ y se integra sobre todo el rango de x y y . El resultado, usando la propiedad de ortogonalidad, Ec. (8), de los modos normales es:

$$\langle k|k \rangle \frac{d}{dz} A_k(z) = \frac{\omega^2 \mu}{2i\beta_k} \sum \langle k|\Delta\mathcal{E}|\ell \rangle A_\ell(z) e^{i(\beta_k - \beta_\ell)z}, \quad (15)$$

donde

$$\langle k|k \rangle \equiv \int \bar{E}_k^*(x, y) \cdot \bar{E}_k(x, y) dx dy = \frac{2\omega\mu}{|\beta_k|}, \quad (16)$$

$$\langle k|\Delta\mathcal{E}|\ell \rangle \equiv \int \bar{E}_k^* \cdot \Delta\mathcal{E}(x, y, z) \bar{E}_\ell(x, y) dx dy. \quad (17)$$

Ya que la perturbación dieléctrica $\Delta\mathcal{E}(x, y, z)$ es periódica en z , entonces podemos expandirla en series de Fourier de la siguiente manera

$$\Delta\mathcal{E}(x, y, z) = \sum_{m \neq 0} \varepsilon_m(x, y) \exp\left(-im \frac{2\pi}{\Lambda} z\right); \quad (18)$$

donde la sumatoria es sobre todo el rango de m , exceptuando $m = 0$ a causa de la definición de $\Delta\epsilon(x, y, z)$ en la Ec. (3).

Sustituyendo la Ec. (18), la Ec. (17) y la Ec. (16) en la Ec. (14) obtenemos que

$$\frac{d}{dz} A_k = -i \frac{\beta_k}{|\beta_k|} \sum_{\ell} \sum_m c_{k\ell}^{(m)} A_{\ell} \cdot e^{i(\beta_k - \beta_{\ell} - \frac{2m\pi}{\Lambda})z}, \quad (19)$$

donde el coeficiente de acoplamiento $c_{k\ell}^{(m)}$ está definido por

$$c_{k\ell}^{(m)} \equiv \frac{\omega}{4} \langle k | \epsilon_m | \ell \rangle = \frac{\omega}{4} \int \vec{E}_k^*(x, y) \cdot \epsilon_m(x, y) \vec{E}_{\ell}(x, y) dx dy. \quad (20)$$

El coeficiente $c_{k\ell}^{(m)}$ refleja la magnitud del acoplamiento entre el k -ésimo y el ℓ -ésimo modo debido a la m -ésima componente de Fourier de la perturbación dieléctrica. La Ec. (19) representa un conjunto de ecuaciones diferenciales acopladas. En principio se consideran un número infinito de amplitudes de modos de propagación. Sin embargo, en la práctica, especialmente cerca de la condición de resonancia del acoplamiento únicamente son dos los modos fuertemente acoplados, y la Ec. (19) se reduce a dos amplitudes de los modos de propagación involucrados.

Ahora bien se dice que se tiene un acoplamiento resonante cuando

$$\beta_k - \beta_{\ell} - m \frac{2\pi}{\Lambda} = 0 \quad (21)$$

para algún entero m . Esta condición es de importancia fundamental ya que describe el "EMPATAMIENTO DE FASE LONGITUDINAL" o "EMPATAMIENTO DE FASE".

Esta condición es el análogo espacial de la ley de conservación de la energía en la teoría de la perturbación dependiente del tiempo, y por lo tanto puede ser llamada la conservación del momento. El acoplamiento resonante puede ser explicado como sigue: examinando la

ecuación de acoplamiento, Ec (19), podemos notar que el incremento en la amplitud, dA_k , del campo del k -ésimo modo debido al acoplamiento con el ℓ -ésimo modo, en la región entre z y $z + dz$ vía el m -ésimo componente de Fourier de la perturbación dieléctrica es

$$dA_k = -i \frac{\beta_k}{|\beta_k|} c_{k\ell}^{(m)} A_\ell \exp \left[i \left(\beta_k - \beta_\ell - m \frac{2\pi}{\Lambda} \right) z \right] dz. \quad (22)$$

Ya que las amplitudes del campo son funciones de las coordenadas espaciales que varían lentamente, podemos integrar la Ec. (22) sobre una distancia mucho más grande que el período Λ , y que aún es muy pequeña comparada con la escala de variaciones de las amplitudes del campo. Esto da como resultado una expresión para el incremento neto de la amplitud del campo, ΔA_k , debido al acoplamiento con el ℓ -ésimo modo, sobre una distancia entre z y $z + L$, vía el m -ésimo componente de Fourier de la perturbación dieléctrica:

$$\Delta A_k = -i \frac{\beta_k}{|\beta_k|} c_{k\ell}^{(m)} A_\ell \int_{L \gg \Lambda} \exp \left[i \left(\beta_k - \beta_\ell - m \frac{2\pi}{\Lambda} \right) z \right] dz. \quad (23)$$

De esta ecuación podemos ver que el acoplamiento entre el k -ésimo y el ℓ -ésimo modo de propagación es insignificante cuando la condición que da la Ec. (21) no se satisface para algún entero m debido a que la integral en la Ec. (23) es diferente de cero sólo cuando el exponente es cero.

En resumen, la propagación de radiación electromagnética en un medio dieléctrico con perturbaciones periódicas puede ser descrito por el método de variación de constantes. Estas amplitudes constantes de los modos de propagación son gobernadas por las ecuaciones de modos acoplados, Ec. (19). Para que un acoplamiento de modos sea significativo entre los modos k y ℓ , dos condiciones deben ser satisfechas. La primera es expresada por la Ec. (21),

“CONDICIÓN CINEMÁTICA” y la segunda es que el coeficiente de acoplamiento, $c_{k\ell}^{(m)}$ no debe ser cero.

II.5.1. ECUACIONES DE MODOS ACOPLADOS.

La Ec. (19) describe el caso más general de acoplamiento de modos debido a una perturbación periódica. En la práctica, frecuentemente sólo se da el acoplamiento entre dos modos. Designemos los modos acoplados como 1 y 2. Olvidándonos de la interacción con cualquier otro modo, las ecuaciones de modos acoplados quedan entonces como:

$$\frac{d}{dz} A_1 = -i \frac{\beta_1}{|\beta_1|} c_{12}^{(m)} A_2 e^{i\Delta\beta z}, \quad (24a)$$

$$\frac{d}{dz} A_2 = -i \frac{\beta_2}{|\beta_2|} c_{21}^{(-m)} A_1 e^{-i\Delta\beta z}; \quad (24b)$$

donde

$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 - m \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (25)$$

y $c_{12}^{(m)}$, $c_{21}^{(-m)}$ son los coeficientes de acoplamiento dados por la Ec. (20). Se puede mostrar directamente de la definición de la Ec. (20) que

$$c_{12}^{(m)} = [c_{21}^{(-m)}]^* \quad (26)$$

siempre que $\Delta\epsilon(x, y, z)$ sea un tensor dieléctrico Hermitiano.

En el caso de que el tensor dieléctrico ϵ de la Ec. (3) sea únicamente una función de z (es decir no depende de x y y) los modos normales del medio sin perturbaciones son ondas planas y los coeficientes de Fourier ϵ_m son constantes. Los coeficientes de acoplamiento para este caso especial son

$$c_{k\ell}^{(m)} = \frac{\omega^2 \mu}{2\sqrt{|\beta_k \beta_\ell|}} \bar{P}_k^* \cdot \epsilon_m \bar{P}_\ell, \quad (27)$$

donde \bar{P}_k y \bar{P}_ℓ son los vectores de polarización unitarios de las ondas planas. Hay que notar que los coeficientes de acoplamiento dependen de los estados de polarización de los modos acoplados tanto como de las propiedades del coeficiente de expansión de Fourier, ϵ_m , del tensor dieléctrico. Los signos de los factores $\beta_1/|\beta_1|$ y $\beta_2/|\beta_2|$ en las ecuaciones acopladas, (24a) y (24b), son muy importantes y determinarán el comportamiento del acoplamiento. Por supuesto que los signos dependen de la dirección de propagación de los modos acoplados. El acoplamiento por lo tanto se divide en dos categorías, ACOPLAMIENTO CODIRECCIONAL Y ACOPLAMIENTO CONTRADIRECCIONAL. En nuestro caso sólo estamos interesados en el acoplamiento contradireccional, tema que será tratado a continuación.

II.5.2. ACOPLAMIENTO CONTRADIRECCIONAL.

Cuando los modos acoplados se propagan en direcciones opuestas, decimos que: $\beta_1 > 0$, y $\beta_2 < 0$ y los signos de los factores $\beta_1/|\beta_1|$, $\beta_2/|\beta_2|$ son 1 y -1 respectivamente. Las ecuaciones acopladas son entonces

$$\frac{d}{dz} A_1 = -i\kappa A_2 e^{i\Delta\beta z} \quad (28a)$$

$$\frac{d}{dz} A_2 = i\kappa^* A_1 e^{-i\Delta\beta z} \quad (28b)$$

donde $\kappa = c_{12}^{(m)}$. El flujo de potencia neta en la dirección z para este caso es $|A_1|^2 - |A_2|^2$. Las ecuaciones de modos acoplados, Ec. (28a) y Ec. (28b), deben ser consistentes con la conservación de la energía, lo cual requiere que

$$\frac{d}{dz} \left\{ |A_1|^2 - |A_2|^2 \right\} = 0 \quad (29)$$

Las condiciones a la frontera que usualmente se adoptan para el acoplamiento contradireccional son: $A_1 = A_1(0)$, en $z = 0$ y $A_2 = A_2(L)$ en $z = L$. La solución general está dada por:

$$A_1(z) = e^{i(\Delta\beta/2)z} \left\{ \frac{\text{scosh}[s(L-z)] + i(\Delta\beta/2)\text{senh}[s(L-z)]}{\text{scosh}(sL) + i(\Delta\beta/2)\text{senh}(sL)} A_1(0) \right. \\ \left. + \frac{-i\kappa e^{i(\Delta\beta/2)L}\text{senh}(sz)}{\text{scosh}(sL) + i(\Delta\beta/2)\text{senh}(sL)} A_2(L) \right\} \quad (30a)$$

$$A_2(z) = e^{-i(\Delta\beta/2)z} \left\{ \frac{-i\kappa^* \text{senh}[s(L-z)]}{\text{scosh}(sL) + i(\Delta\beta/2)\text{senh}(sL)} A_1(0) \right. \\ \left. + e^{i(\Delta\beta/2)L} \frac{\text{scosh}(sz) + i(\Delta\beta/2)\text{senh}(sz)}{\text{scosh}(sL) + i(\Delta\beta/2)\text{senh}(sL)} A_2(L) \right\} \quad (30b)$$

donde

$$s^2 = \kappa^* \kappa - \left(\frac{\Delta\beta}{2} \right)^2 \quad (31)$$

De la solución general, Ecs. (30), puede verse que el intercambio de potencia entre estos dos modos en la región comprendida entre $z = 0$, y $z = L$ está dada por

$$\frac{|\kappa|^2 \text{senh}^2(sL)}{s^2 \cosh^2(sL) + (\Delta\beta/2)^2 \text{senh}^2(sL)} \quad (32)$$

Puede notarse que el intercambio de energía decrece cuando $\Delta\beta$ se incrementa. Un intercambio completo de energía para este tipo de acoplamiento ocurre únicamente cuando la condición de EMPATAMIENTO DE FASE ($\Delta\beta = 0$) se satisface y L es infinita. La REFLEXIÓN DE BRAGG es un ejemplo típico del acoplamiento contradireccional y usaremos la teoría de

modos acoplados para tratar las propiedades ópticas de los reflectores de Bragg en la siguiente sección.

II.5.3. TEORIA DE MODOS ACOPLADOS PARA REFLECTORES DE BRAGG.

Por simplicidad se asumirá que el grueso de las capas es igual y la constante dieléctrica es una función de z .

$$\varepsilon(z) = \begin{cases} \varepsilon_0 n_2^2 \rightarrow 0 < z < \Lambda/2 \\ \varepsilon_0 n_1^2 \rightarrow \Lambda/2 < z < \Lambda \end{cases} \quad (33)$$

con

$$\varepsilon(z) = \varepsilon(z+\Lambda). \quad (34)$$

La constante dieléctrica puede descomponerse de acuerdo a la Ec. (3) como sigue

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0/2(n_1^2 + n_2^2) + \varepsilon_0/2(n_2^2 - n_1^2)f(z); \quad (35)$$

donde $f(z)$ es una función periódica de onda cuadrada. Si asumimos que los modos normales del medio sin perturbaciones son ondas planas $e^{ik \cdot r}$ cuyo número de onda está dado por

$$k^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \left[\frac{n_1^2 + n_2^2}{2} \right] \equiv \left(\bar{n} \frac{\omega}{c}\right)^2, \quad (36)$$

donde \bar{n} es el promedio (geométrico) del índice de refracción del medio. Esta onda plana está dividida en ondas TE y TM de acuerdo con sus estados de polarización. Ya que ambas constantes dieléctricas la del medio con perturbaciones y la del medio sin perturbaciones son escalares, el acoplamiento entre los modos de las ondas TE y TM no existe. Por lo tanto, sólo el acoplamiento entre ondas con el mismo estado de polarización puede darse.

El acoplamiento de los modos de ondas TE y el de ondas TM es muy similar. La única diferencia es la constante de acoplamiento, Ec. (27). Supongamos que θ es el ángulo entre el

vector de onda \bar{k} y el eje z , y \bar{k}' el vector de onda de la onda reflejada, ver Fig. 10. Las constantes de acoplamiento de acuerdo a las ecuaciones (27) y (35) están dadas por:

$$\kappa = \frac{i(1 - \cos(m\pi)) \sqrt{2}(n_2^2 - n_1^2)}{2m\lambda \cos(\theta) \sqrt{(n_2^2 + n_1^2)}} \quad (\text{Onda TE}), \quad (37a)$$

$$\kappa = \frac{i(1 - \cos(m\pi)) \sqrt{2}(n_2^2 - n_1^2)}{2m\lambda \cos(\theta) \sqrt{(n_2^2 + n_1^2)}} \cos(2\theta) \quad (\text{Onda TM}). \quad (37b)$$

Ahora, para obtener una expresión de la reflectividad, se supone que la luz incide en $z = 0$, de tal manera que las condiciones a la frontera son

$$\begin{aligned} A_1(0) &= 1 \\ A_2(L) &= 0 \end{aligned} \quad (38)$$

donde A_1 es la amplitud de la onda incidente y A_2 es la amplitud de la onda reflejada. La solución de las ecuaciones acopladas, Ecs. (28), de acuerdo con las Ecs. (30) y la Ec. (38) están dadas por

$$A_1(z) = e^{i(\Delta\beta/2)z} \frac{\text{scosh}[s(L-z)] + i(\Delta\beta/2)\text{senh}[s(L-z)]}{\text{scosh}(sL) + i(\Delta\beta/2)\text{senh}(sL)} \quad (39a)$$

$$A_2(z) = e^{-i(\Delta\beta/2)z} \frac{-i\kappa^* \text{senh}[s(L-z)]}{\text{scosh}(sL) + i(\Delta\beta/2)\text{senh}(sL)}; \quad (39b)$$

donde s está dada por la Ec. (31)

$$s^2 = \kappa * \kappa - \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2$$

y $\Delta\beta$ por

$$\begin{aligned}\Delta\beta &= 2k\cos\theta - m\left(\frac{2\pi}{\Lambda}\right) \\ &= 2\left(\bar{n}\frac{\omega}{c}\right)\cos\theta - m\left(\frac{2\pi}{\Lambda}\right).\end{aligned}\quad (40)$$

La reflectividad del reflector de Bragg está definida como:

$$R = \frac{|A_2(0)|^2}{|A_1(0)|^2}. \quad (41)$$

Así de acuerdo con las Ecs. (39) tenemos que la reflectividad de la rejilla [Limberger *et al.*, 1993] está dada por:

$$R = \frac{\kappa^* \kappa \sinh^2(sL)}{s^2 \cosh^2(sL) + (\Delta\beta/2)^2 \sinh^2(sL)}. \quad (42)$$

El comportamiento de la Ec. (42) como una función de $\Delta\beta L$ se puede ser observado en la Fig. 11. Ahora, de la Ec. (42) podemos ver que la reflectividad máxima ocurre cuando $\Delta\beta = 0$ [Raman Kashyap,]

$$R_{max} = \tanh^2(\kappa|L), \quad (43)$$

mientras que a partir de la Ec. (40) podemos ver que:

$$0 = 2\frac{2\pi}{\lambda}\bar{n} - \frac{2\pi}{\Lambda}; \quad (44)$$

donde $m = 1$ (primer orden de acoplamiento), $\theta \approx 0$ (incidencia casi normal), $k = 2\pi/\lambda$ (número de onda), así tenemos que la longitud de onda de Bragg [Mihailov y Grower, 1994] en la cual ocurre la máxima reflectancia es:

$$\lambda_{Bragg} = 2\bar{n}\Lambda. \quad (45)$$

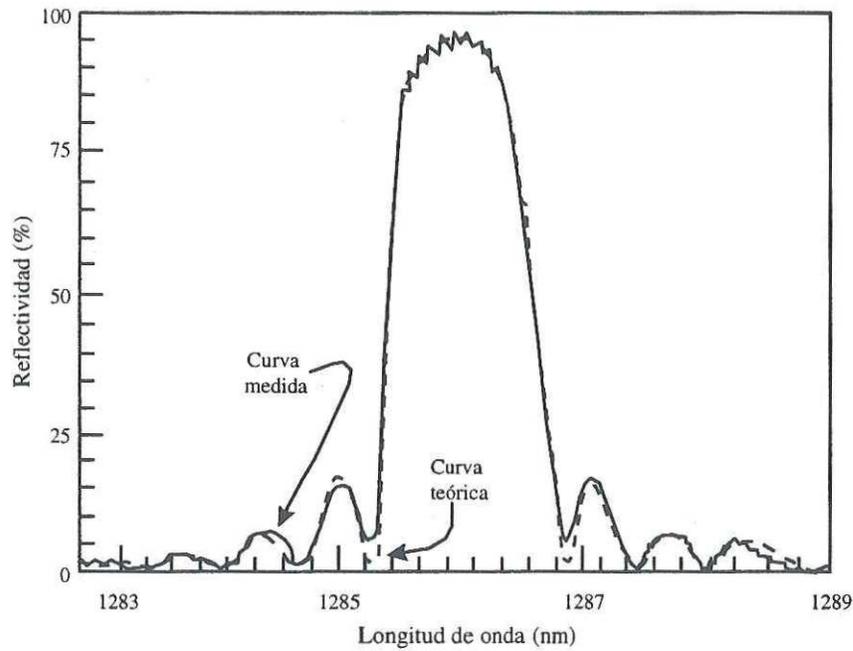


Fig. 11. Espectro de la reflectividad, se muestran valores medidos y calculados para una rejilla de Bragg que opera cerca de la región de $1.3 \mu\text{m}$ [Limberger et al., 1993].

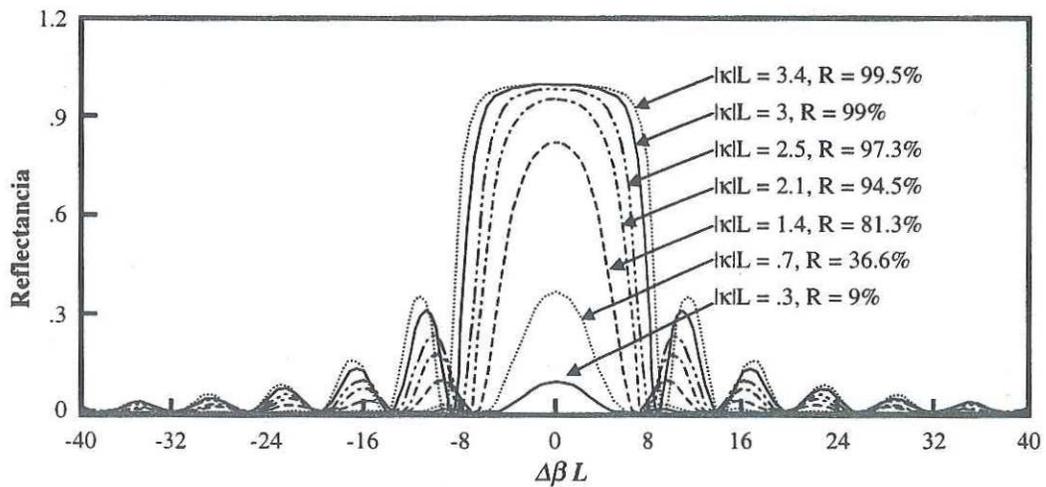


Fig. 12. Comportamiento de la reflectancia para diferentes valores de $|\kappa|L$, el valor aproximado para una reflectancia $\approx 100\%$ es $|\kappa|L = 3$.

En la Fig. 12 pueden observarse diferentes curvas para distintos valores de $|\kappa|L$, en estas curvas los valores de $|\kappa|L$ son obtenidos a partir de la condición establecida por la Ec. (43).

Ahora, para calcular la modulación del índice de refracción, a partir de la Ec. (43) podemos observar que:

$$|\kappa|L = \tanh^{-1}(\sqrt{R_{max}}), \quad (46)$$

mientras que de la Ec. (37a) tenemos:

$$|\kappa| = \frac{1}{\lambda_{Bragg}} \frac{\sqrt{2}(n_2^2 - n_1^2)}{\sqrt{n_2^2 + n_1^2}} \quad (47)$$

En la Ec. (47) se asumió que $m = 1$, primer orden de acoplamiento, y $\theta \approx 0$, incidencia casi normal; pero, para valores pequeños de $|\kappa|$ la variación del índice de refracción ($\Delta n = n_2 - n_1$) también es pequeña por lo que la Ec. (47) la podemos escribir como:

$$|\kappa| = \frac{\sqrt{2}}{\lambda_{Bragg}} \frac{2\Delta n \bar{n}}{\sqrt{2\bar{n}}}.$$

Finalmente simplificando tenemos que:

$$|\kappa| = \frac{2\Delta n}{\lambda_{Bragg}}; \quad (48)$$

ahora igualando la Ec. (46) con la (48) tenemos:

$$\frac{2\Delta n}{\lambda_{Bragg}} L = \tanh^{-1}(\sqrt{R_{max}}) \quad (49)$$

Pero si R_{max} es pequeña entonces la $\tanh^{-1}(\sqrt{R_{max}}) \approx \sqrt{R_{max}}$, por lo tanto la Ec. (49) podemos reescribirla como:

$$\frac{2\Delta n}{\lambda_{Bragg}} L \approx \sqrt{R_{max}}$$

y finalmente tenemos que el valor del cambio del índice de refracción en función de la longitud de la RDB la longitud de onda de Bragg y la reflectancia máxima es:

$$\Delta n \approx \frac{\lambda_{Bragg}}{2L} \sqrt{R_{max}} \quad (50)$$

II.6. REJILLA DOBLE.

Debido a la importancia del dispositivo generado a partir de un par de RDB dentro de este trabajo incluimos las características más sobresalientes de este elemento. El espectro de reflexión de una RDB con una eficiencia de reflexión pequeña puede ser representado por:

$$R_{Rd}(\lambda) = \kappa^2 L_{Rd} \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta\beta(\lambda)L_{Rd}}{2\pi}\right) \quad (51)$$

donde L_{Rd} es el largo de la RDB, κ es la constante de acoplamiento, y $\Delta\beta$ es la condición de empatamiento de fase que se encuentra definida por la Ec. (40). Ahora bien un par de RDB separadas por una distancia L_{AB} pueden verse como un par de espejos con una reflectancia pequeña, con esto, este dispositivo puede caracterizarse como un interferómetro de Fabry-Perot con una fineza pequeña. De esta forma, la reflectancia de una rejilla doble podemos expresarla como una onda cosenoidal (de acuerdo con la teoría del Fabry-Perot) que se encuentra modulada por una envolvente que se encuentra precisamente representada por la reflectancia de una de estas rejillas, Ec. (51). De esta manera la reflectancia de una rejilla doble la podemos describir como:

$$R_{AB}(\lambda) = R_{Rd}(\lambda) \left(1 + \cos\left(\frac{4\pi n L_{AB}}{\lambda}\right) \right) \quad (52)$$

donde L_{AB} es la distancia de la rejilla "A" a la rejilla "B" (ver Fig. 13). El comportamiento de la Ec. (52) puede ser observado en la gráfica de la Fig. 14.

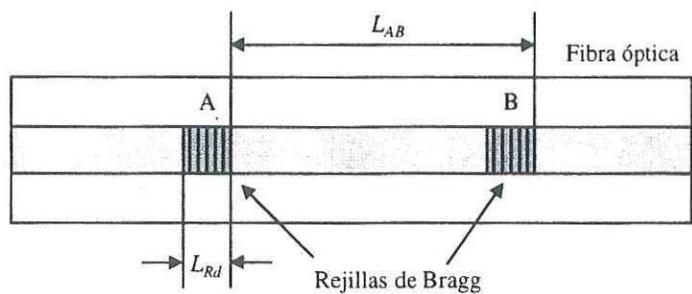


Fig. 13. Rejilla doble, una rejilla doble es un dispositivo que se forma por dos RDB con una longitud L_{Rd} y que se encuentran separadas por una distancia L_{AB} .

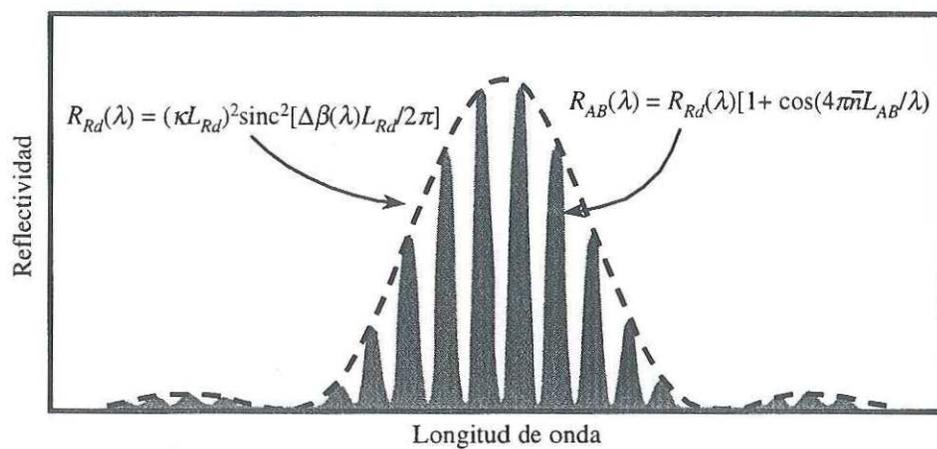


Fig. 14. Rejilla doble, curva de la reflectancia de un par de RDB con idénticas características (longitud, reflectancia etc.).

CAPITULO III.

FABRICACION DE REJILLAS DE BRAGG EN UNA FIBRA OPTICA.

INTRODUCCION.

Este capítulo se divide en dos partes, en la primera parte se muestran las características de los materiales y los dispositivos empleados para la fabricación y la caracterización de las rejillas de Bragg (RDB) grabadas en el núcleo de la fibra óptica; en la segunda parte se explica la metodología usada para llevar a cabo la impresión y la caracterización de las RDB que fueron grabadas en el núcleo de la fibra óptica.

III.1 CARACTERISTICAS DE LOS MATERIALES Y DISPOSITIVOS EMPLEADOS EN LOS ARREGLOS EXPERIMENTALES USADOS EN ESTE TRABAJO.

Este trabajo fue realizado en dos etapas, en la primera de ellas se hizo un montaje, con el cual pretendíamos grabar las RDB y al mismo tiempo observar si realmente esto sucedía. Con este arreglo se llevaron a cabo las primeras impresiones de las RDB que se obtuvieron; por otra parte, en la segunda etapa se construyó otro arreglo, que en esencia era parecido al primero sólo que ahora éste se usó para obtener la dependencia de la reflectividad contra el tiempo durante el cual la fibra era expuesta a la radiación UV. En ambos casos se usó una base que era capaz de sostener la mascarilla de fase y la fibra óptica sobre la que se grabaría la RDB. Para esto la montura puede desplazar la fibra de tal manera que ésta pueda colocarse casi en contacto con la mascarilla de fase; esta base junto con todo el arreglo fue colocada sobre una mesa de trabajo que se acondicionó para poder transportar todo el montaje al laboratorio del IFUNAM. Por otra parte para llevar a cabo la caracterización de las rejillas obtenidas se hicieron dos configuraciones básicas en las cuales era posible medir la transmitancia o la reflectancia según se deseara.

III.1.1. CARACTERISTICAS DE LOS MATERIALES Y DISPOSITIVOS EMPLEADOS EN EL ARREGLO EXPERIMENTAL PARA EL GRABADO DE LAS RDB EN LA FIBRA.

En la primera etapa de este trabajo, se construyó el arreglo se muestra en la Fig. 15, para esto se usó un multiplexor de 2x2 marca Sumicem al cual en el puerto "A" se le colocó un carrete de fibra dopada con erbio con la ayuda de una empalmadora de fibras por fusión, que se encuentra en nuestro laboratorio, en el otro extremo de la fibra dopada se colocó un diodo láser que emitía a 980nm y que era manejado por un controlador de corriente marca Seastar y

un controlador de temperatura de la misma marca; en el puerto “B” del multiplexor se empalmó un pedazo de fibra común a la que previamente se le había colocado un conector tipo FC para poder medir la potencia de la luz reflejada que se obtendría por la aparición de la RDB si es que ésta se grababa en el núcleo de la fibra. Para poder medir esta reflexión se usó un medidor de potencia marca ILX Lightwave; por otra parte, en el puerto “D” se colocó, con un conector temporal, la fibra fotosensible sobre la que se deseaba grabar la RDB, la fibra que usamos fue fabricada por QPS Technology Inc., poseía un índice de refracción para los 1550nm de 1.455, un diámetro del núcleo de $4\mu\text{m}$ y una longitud de onda de corte de $1.4\mu\text{m}$. Para poder sostener la fibra y la mascarilla se construyó la base que se observa en la Fig. 16, esta base es capaz de sostener la fibra y desplazarla de tal manera que es posible colocar la fibra casi en contacto con la mascarilla de fase, en todo momento la mascarilla de fase se mantiene inmóvil y es únicamente la fibra la que se mueve.

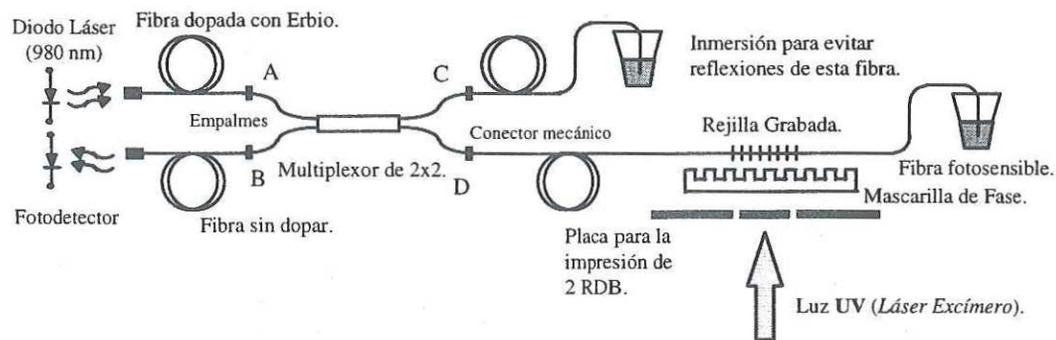


Fig. 15 Esquema del montaje realizado para la impresión de las RDB.

La mascarilla de fase que empleamos fue fabricada por QPS Technology Inc., ésta mascarilla posee un período de 1060nm , sus dimensiones son de $10 \times 3\text{mm}^2$ con una supresión del orden cero de $\approx 5\%$, mientras que los ordenes $+1$ y -1 poseen el 40.3% y 40.19% respectivamente de la luz difractada, estos porcentajes de la luz difractada están dados para una longitud de onda de 248nm , longitud en la cual hemos trabajado para grabar la RDB.

Finalmente el puerto "C" del multiplexor se sumerge dentro de un líquido que posee un índice de refracción casi igual al del núcleo de la fibra para evitar reflexiones debidas a la interfaz fibra-aire. Todo este arreglo fue colocado sobre una mesa de trabajo a la cual se le hicieron 4 patas, Fig. 17, para poder ajustarnos a las condiciones del laboratorio del IFUNAM, donde se encuentra el láser que se usó para imprimir la RDB sobre la fibra óptica. Este es un láser excímero de KrF marca Lambda Physik modelo Lextra 200 con un ancho del pulso de 34ns y las dimensiones del haz de UV de este láser de $\approx 2.5 \times 1.25 \text{ cm}^2$. Esta medida fue hecha a partir de la mancha quemada que dejó el haz sobre un cartón.

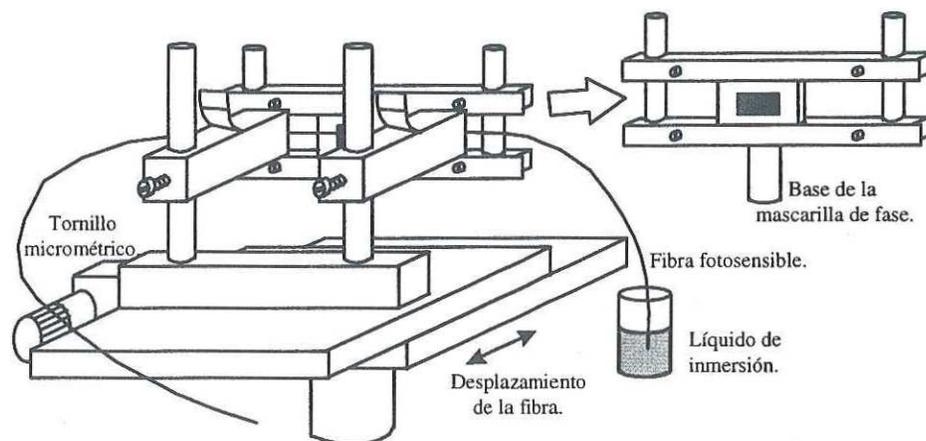


Fig. 16. Base que se empleó para sostener la fibra fotosensible y la mascarilla de fase utilizadas para la fabricación de las RDB.

Dentro de esta primer etapa se introdujo una ligera modificación para poder obtener el grabado de dos rejillas iguales en la misma fibra, para esto se usó una placa con dos pequeños orificios de $\approx 1 \text{ mm}$ de diámetro y separados $\approx 7 \text{ mm}$, que fue colocada entre la mascarilla de fase y el haz de UV usado para grabar la RDB, observar la Fig. 15.

En la segunda etapa de nuestro trabajo construimos el arreglo que se observa en la Fig. 18, éste se utilizó para tratar de obtener la dependencia de la reflectancia de la RDB grabada en la fibra con respecto al tiempo de exposición de esta fibra a la luz UV. Aquí es importante

mencionar que no utilizamos el montaje de la Fig. 15 por lo siguiente : al utilizar la fibra dopada con erbio y el diodo láser estos funcionaban como una fuente de luz de banda amplia, lo cual nos ayudaría a detectar la luz reflejada por la RDB cuando esta apareciera; sin embargo, al no tener un aislador óptico en la fibra dopada con erbio la luz reflejada por la RDB sería nuevamente amplificada por la fibra dopada, lo que provocaría una especie de efecto láser debido a las reflexiones de la rejilla de Bragg grabada y los extremos de la fibra; por lo tanto nuestras mediciones del comportamiento de la reflectancia respecto al tiempo de exposición serían erróneas.

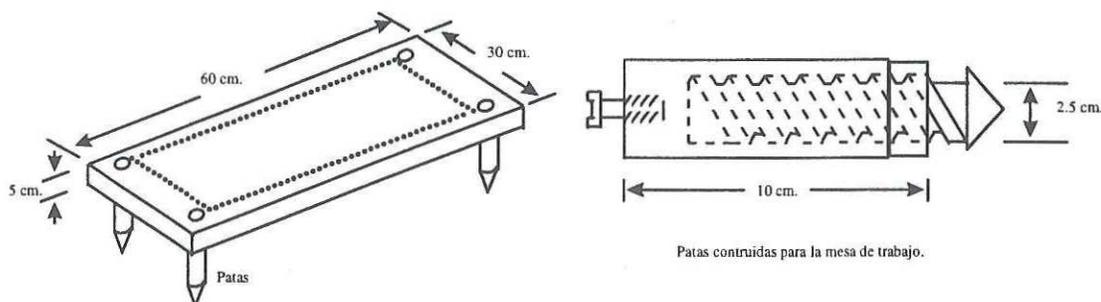


Fig. 17 Mesa de trabajo con las patas que se le adaptaron.

Para construir el arreglo de la Fig. 18 se empleó un acoplador de 2x1 marca Ipitek, al cual se le empalmaron en el puerto "A" un pedazo de fibra normal con un conector tipo FC el que servía para conectar este puerto con un diodo láser sintonizable marca Hewlett Packard modelo HP 8168C que se usó como fuente de luz; de igual manera fue conectado en el puerto "B" otra fibra con un conector FC para poder conectar este puerto a un medidor de potencia, el mismo que se usó en la primer etapa; y finalmente en el último puerto (C) ahora fue empalmado el carrete entero de la fibra fotosensible, sólo que esta fibra poseía características diferentes a la usada en la primera etapa. El índice de refracción para 1550nm es de 1.446, tiene un diámetro del núcleo de $2.3\mu\text{m}$ y una longitud de onda de corte de $.83\mu\text{m}$.

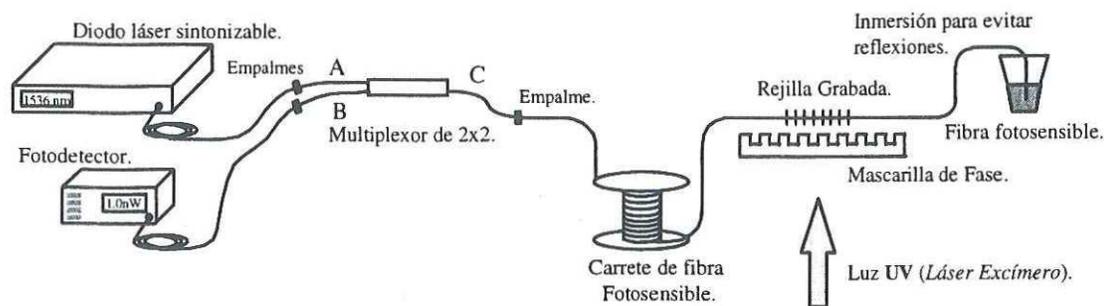


Fig. 18. Montaje para caracterizar la dependencia de la reflectancia contra el tiempo de exposición.

En ambas etapas una vez que el arreglo se encontraba listo la mesa de trabajo era transportada al laboratorio del IFUNAM y ahí la mesa era colocada de la manera que se muestra en la Fig. 23.

III.1.2 CARACTERISTICAS DE LOS MATERIALES Y DISPOSITIVOS EMPLEADOS EN EL ARREGLO EXPERIMENTAL PARA LA CARACTERIZACION DE LAS RDB GRABADAS EN LA FIBRA OPTICA.

Una vez que se obtuvieron las primeras rejillas, el siguiente paso fue caracterizarlas. Para esto se emplearon básicamente dos configuraciones: en una la meta era medir el espectro de transmitancia, Fig. 19A, y en la otra el objetivo era medir el espectro de la reflectancia; ver la Fig. 19B. Para las primeras rejillas obtenidas se realizaron además las medidas del espectro de la reflectancia a diferentes temperaturas. Esta evaluación de la estabilidad térmica de las RDB es parte de la caracterización de este tipo de dispositivos ópticos.

Para medir la transmitancia se usó una fibra normal que contenía un conector FC que servía para conectarla al diodo láser sintonizable, mencionado anteriormente. En el otro extremo de esta fibra (a1) se conectó, con un conector temporal, la fibra que contenía la rejilla que se deseaba caracterizar. A la salida de ésta fibra se colocó un fotodetector PIN de germanio (b1) cuya respuesta espectral está en la banda de 600-1900nm, y mediante una

interfaz se capturaron las medidas obtenidas de este fotodetector por medio de una computadora personal. En esta computadora con la ayuda de una programa desarrollado en el laboratorio es posible controlar el diodo láser sintonizable y guardar las mediciones de la potencia observada a la salida de la fibra con la RDB, obteniendo con esto el espectro de transmitancia.

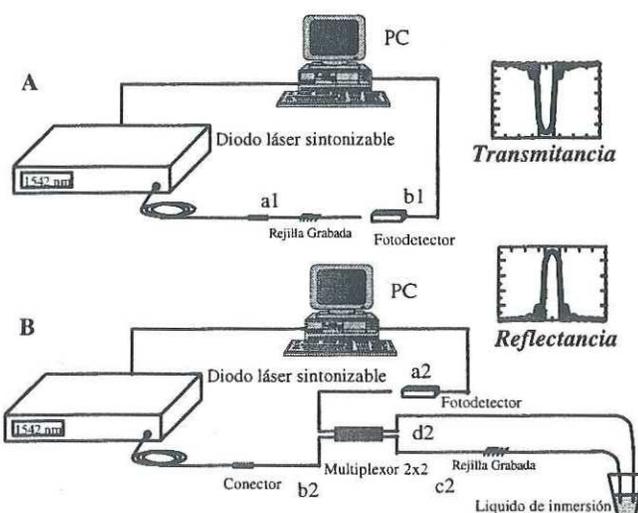


Fig. 19 Montajes empleados para llevar a cabo la caracterización ("A" transmitancia y "B" reflectancia) de las RDB que se obtuvieron.

Para el caso de la reflectancia se usó un multiplexor de 2x2, en donde el puerto "b2" era conectado al diodo láser, de igual manera que en el esquema de la transmitancia. Por otro lado la fibra con la rejilla se colocó en el puerto "c2" del multiplexor y el extremo final de esta fibra se sumergió junto con el puerto "d2" en un líquido que poseía un índice de refracción parecido al del núcleo de la fibra. Esto para evitar las reflexiones ocasionadas por la interfaz fibra aire; finalmente en el puerto "a2" se colocó el fotodetector PIN de igual manera que en el esquema para obtener la transmitancia. Las medidas de éste se grabaron por medio de la computadora.

Por otra parte también se realizó la medición del espectro de reflectancia para diferentes temperaturas. Para esto se empleó el esquema "A" de la Fig. 19. La fibra era sumergida dentro de un recipiente de tal manera que éste contuviese agua a diferentes temperaturas; ver Fig. 20. El valor de las temperaturas que se manejaron fueron 0°C , temperatura ambiente y 100°C . Para temperaturas de $\approx 0^{\circ}\text{C}$ se molió hielo para tener una especie de nieve y con esto se cubrió la fibra con la rejilla. Para el caso de la temperatura ambiente la fibra era caracterizada sumergiéndola dentro de agua a temperatura ambiente; esto para tratar de mantener la temperatura a un valor casi constante. Y por último para la evaluación a 100°C la fibra era colocada dentro de un recipiente que contenía agua calentada hasta su punto de ebullición ($\approx 100^{\circ}\text{C}$).

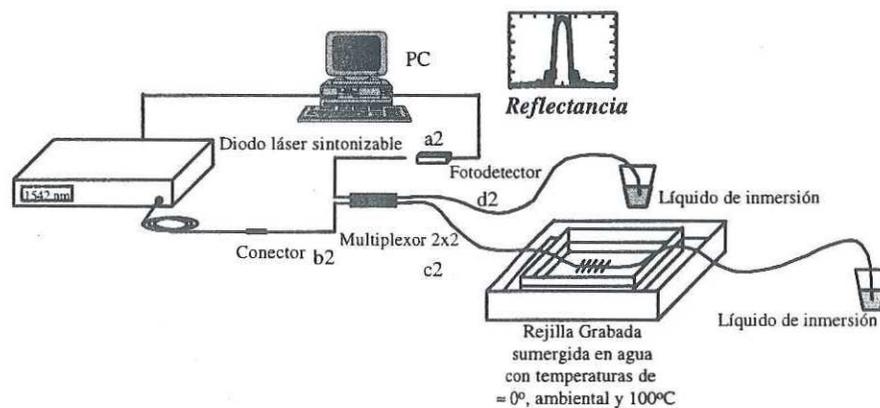


Fig. 20. Arreglo usado para la caracterización del espectro de transmitancia de la RDB grabada en el núcleo de la fibra óptica, para diferentes temperaturas.

III.2 GRABADO Y CARACTERIZACION DE LAS RDB EN UNA FIBRA OPTICA.

Para llevar a cabo la impresión de las RDB y su caracterización se emplearon dos metodologías que a continuación se presentan.

III.2.1. PROCEDIMIENTO DEL GRABADO DE LAS RDB EN LA FIBRA OPTICA.

Para construir las RDB se construyó el arreglo que se observa en la Fig. 15 por lo siguiente: antes que nada debíamos establecer si era grabada la rejilla dentro del núcleo de la fibra, el arreglo que construimos nos permitía establecer si esto ocurría o no. La idea general es la siguiente: con el diodo láser que se encuentra en el puerto "A" del multiplexor y con la fibra dopada obteníamos una fuente de luz de ancho de banda amplio; ahora bien al exponer la fibra fotosensible, extremo "D", a la luz UV, si se grabase una rejilla entonces el medidor de potencia colocado en el puerto "B" del multiplexor captaría la energía de la luz reflejada por la RDB. Para evitar medir las reflexiones provocadas por los extremos de las fibras, interfaz fibra-aire, éstos fueron sumergidos en un líquido con un índice de refracción aproximadamente igual al índice de refracción del núcleo de la fibra.

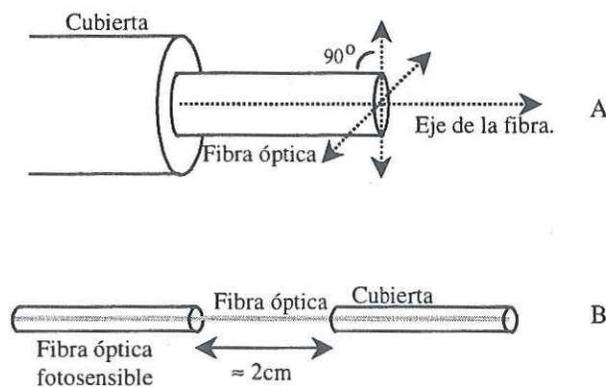


Fig. 21. Corte en los extremos de la fibra, y apariencia de la fibra a la que se le descubrió una parte para poder llevar a cabo la impresión de la RDB..

Una vez que el arreglo fue construido y colocado sobre la mesa de trabajo, el procedimiento general que se siguió para efectuar la impresión de las RDB fue el siguiente: se cortaba una longitud de fibra de aproximadamente 40cm., a esta fibra se le cortaban los extremos de manera que la cara de la sección transversal fuese perpendicular al eje de la fibra, ver Fig. 21; esto se hace con la ayuda de un cortador que se encuentra en el laboratorio.

Aproximadamente en el centro de la fibra se descubría el núcleo, para hacerlo simplemente se sumergía la fibra en acetona por aproximadamente 8min., esto provocaba un reblandecimiento de la cubierta y de esta forma y con la ayuda de unas pinzas se eliminaba la cubierta en una longitud de $\approx 2\text{cm}$; enseguida se colocaba la fibra en la base, que también sostiene la mascarilla de fase, y se ajustaba de manera que ésta estuviese paralela a la mascarilla de fase y perpendicular a los surcos que forman el grabado de la mascarilla de fase (ver Fig. 22). Con la ayuda de un láser de HeNe y observando el patrón de difracción se establecía si la fibra era o no perpendicular al patrón de la mascarilla. La idea de si la fibra era perpendicular o no a la mascarilla de fase (ver Fig. 22) era la siguiente: si sólo colocamos la fibra frente al haz de HeNe lo que observaríamos sería un patrón de difracción, formado por pequeños puntos brillantes que irán atenuándose a la vez que nos alejamos perpendicularmente de la fibra; ahora bien, si sólo colocamos la mascarilla de fase lo que observamos son tres puntos brillantes provocados por la difracción de la rejilla; por lo tanto, si pensamos en cada punto de luz como tres haces diferentes, entonces la fibra estará alineada perpendicularmente a los surcos de la mascarilla de fase hasta que se observen tres patrones provocados por los haces difractados por la mascarilla de fase, con esta idea en mente fue como se alinearon las fibras que eran expuestas. Una vez establecido que la fibra era perpendicular a los surcos de la mascarilla, se desplazaba la fibra hasta el punto de estar casi en contacto con la mascarilla. Enseguida uno de los extremos de la fibra fotosensible era conectado con el extremo "D" del multiplexor, con la ayuda de un conector mecánico temporal; mientras que el otro extremo se sumergía en un líquido de inmersión para evitar reflexiones; Una vez listo el montaje con la fibra, se trasladaba la mesa de trabajo hasta el laboratorio del IFUNAM; la mesa era colocada a un lado del láser

de excímero y con un espejo de cuarzo se desviaba el haz del UV de manera tal que incidiera perpendicularmente sobre la mascarilla, Fig. 23.

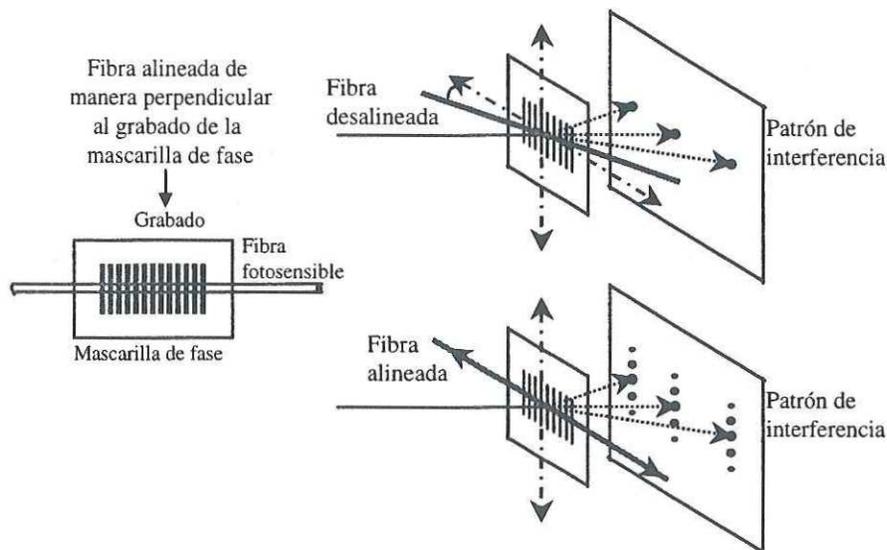


Fig. 22. Metodología empleada para establecer si la fibra era perpendicular a los surcos de la mascarilla o no.

Una vez que todo el arreglo se encontraba alineado se iniciaba la exposición. Para esto se manipulaba el láser de excímero mediante una computadora que controla las condiciones de este láser. Los parámetros que se variaban eran la energía por pulso y la frecuencia de estos pulsos. Un logro importante fue realizar un grabado de dos rejillas iguales sobre una misma fibra, para llevar a cabo este trabajo se siguieron los mismos pasos que los mencionados anteriormente sólo que antes de poner la fibra en la montura previamente se había colocado entre la mascarilla de fase y el haz de UV una placa con dos pequeños orificios de $\approx 1\text{mm}$ de diámetro, y separados por $\approx 7\text{mm}$. Con esto se obtuvo un par de rejillas de $\approx 1\text{mm}$ de longitud y separadas por $\approx 7\text{mm}$.

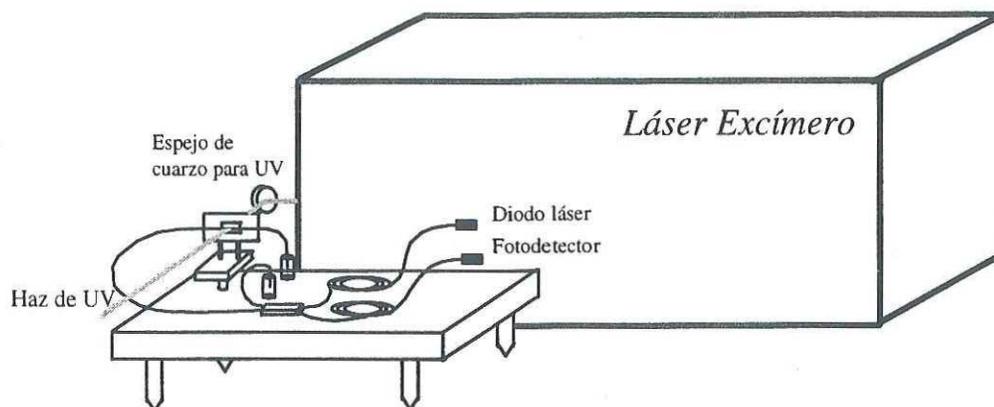


Fig. 23. Esquema del arreglo experimental usado para grabar las RDB basado en el láser de excímero del laboratorio del IFUNAM.

Para la segunda etapa cuando se midió la dependencia de la reflectancia respecto al tiempo de exposición se realizaron básicamente los mismos pasos sólo que ahora no se cortó la fibra fotosensible, pues el carrete había sido empalmado por completo (ver Fig. 18). Esto nos ayudaba a evitar reflexiones parásitas debidas a una mala conexión del conector temporal pues nuestra experiencia nos mostró que estos conectores son muy sensibles y basta un pequeño movimiento para que la conexión sea deficiente. Así que una vez que se empalmó el carrete entero de fibra fotosensible sólo era necesario descubrir una parte del núcleo de la fibra y colocarla en la base como se menciona en párrafos anteriores. Además ahora para poder realizar la medición de la reflectancia fue necesario llevar un osciloscopio con el cual era posible observar en *in situ* los cambios de la amplitud máxima de la curva de reflectancia de la RDB que se grababa. Para poder hacer esto también fue necesario llevar el diodo láser sintonizable, pues con este se generaban pequeñas corridas en cierta banda de longitudes de onda que se encontraban alrededor de la longitud de onda de centrado de Bragg (λ_B), así con el diodo láser y el osciloscopio era posible seguir los cambios de la reflectancia en tiempo real durante el grabado de la RDB.

III.2.2. CARACTERIZACION LAS RDB OBTENIDAS.

Para llevar a cabo la caracterización de las RDB que se grabaron, se realizaron dos montajes básicos en los cuales se podía obtener la transmitancia o la reflectancia, ver Fig. 19. El funcionamiento de estos dos esquemas es el siguiente: para realizar la medición de la transmitancia se empleaba el montaje que se observa en la Fig. 19A. Una vez que las conexiones estaban hechas con la ayuda de una computadora y un programa, desarrollado en el laboratorio y escrito en lenguaje C, se controlaba la potencia del diodo láser sintonizable y se realizaba un barrido en longitudes de onda cercanas a la longitud de onda de Bragg teórica a la cual debería centrarse el pico de reflectancia máxima. Este programa nos permite: 1) ajustar la potencia a un valor deseado, que en nuestro caso fue entre .1 y 1mW, 2) dar el intervalo del barrido de longitudes de onda con un incremento mínimo de hasta 0.001nm, y 3) mediante una interfaz y el fotodetector colocado en el extremo final de la fibra que contenía la RDB (punto "b1") es capaz de registrar la medida de la potencia recibida a la salida de esta fibra, y así obtener el espectro de transmitancia de la rejilla grabada en la fibra. Para el caso de la reflectancia, el montaje que se empleaba es el que se observa en la Fig. 19B. Hechas las conexiones, sólo se colocaba el fotodetector en el punto "b1" y nuevamente con la ayuda del programa de cómputo se obtenía la medición del espectro de reflectancia.

Por otra parte también se realizaron caracterizaciones de estas rejillas pero a diferentes temperaturas. Esto se hizo usando la configuración empleada para medir reflectancia siguiendo los pasos mencionados anteriormente, con la única diferencia de que la fibra que contenía las RDB era sumergida en un recipiente que contenía hielo, $\approx 0^{\circ}\text{C}$, o agua hirviendo, $\approx 100^{\circ}\text{C}$; o bien agua a temperatura ambiente. Para mantener una temperatura ambiente constante la fibra se colocó en un recipiente de plástico con agua sumergido a su vez en otro recipiente con agua

(ver Fig. 20). Además el aire acondicionado del laboratorio fue apagado para evitar corrientes de aire; de igual manera para la medición del espectro a una temperatura de casi 0°C la RDB fue sumergida en un recipiente con hielo molido y éste a su vez en otro, finalmente para la temperatura a casi 100°C solamente se sumergió la fibra dentro de un vaso el cual contenía agua en su punto de ebullición. En cualquier caso las características de la magnitud del espectro de la RDB se mantenían invariables, pero se podía apreciar claramente un desplazamiento en la longitud de onda de Bragg debida obviamente a la variación de temperatura aplicada.

Estos son a grandes rasgos las acciones que tuvieron que ser llevadas a cabo para fabricar y caracterizar las rejillas de Bragg en el núcleo de la fibra óptica fotosensible, en el capítulo siguiente se muestran los resultados obtenidos utilizando los procedimientos descritos anteriormente.

CAPITULO IV.

RESULTADOS EXPERIMENTALES.

INTRODUCCION.

En este capítulo se muestran los resultados que se obtuvieron en la elaboración de las RDB en el núcleo de la fibra óptica fotosensible. Así mismo se presentan las variaciones provocadas en el espectro de reflectancia de algunas de las RDB al cambiar la temperatura de estas rejillas.

IV.1. LAS REJILLAS DE BRAGG FABRICADAS.

El proceso de impresión de las RDB se realizó básicamente en dos etapas. En la primera de ellas, se logró la impresión de nuestra mejor rejilla (una reflectancia de $\approx 40\%$) y además se logró la impresión de dos rejillas grabadas al mismo tiempo sobre la fibra. También, en esta etapa, fueron caracterizadas estas rejillas; midiendo sus espectros de transmitancia y reflectancia. Además de esto se varió la temperatura de las RDB grabadas en estas fibras y se midió el espectro de la reflectancia para estas temperaturas. También se intentó obtener alguna información sobre la dependencia de la reflectividad de las RDB que se grababan con respecto al tiempo de exposición de éstas a la luz UV. Por otro lado, en la segunda etapa de nuestro trabajo conseguimos otra rejilla de buena calidad, $\approx 30\%$ de reflectancia; así como algunos datos sobre la dependencia de la transmitancia respecto al tiempo de exposición de la fibra. A continuación iremos mostrando las diferentes gráficas de estas rejillas y las de otras que hemos obtenido.

IV.1.1 RESULTADOS DE LAS RDB GRABADAS.

Para hacer más sencilla la referencia de las distintas RDB que se realizaron en este trabajo a lo largo de este escrito se irán nombrando conforme a su primera mención como rejilla #1, rejilla #2 etc., el orden en que estas aparezcan no corresponde a ninguna clasificación en particular, sino simplemente a su orden de aparición dentro del texto y en todo caso quizá a la fecha en que fueron fabricadas.

En la primer etapa de este trabajo conseguimos la impresión de una rejilla (rejilla #1) que presenta buenas características, la reflectancia de esta RDB es de $\approx 43\%$. La gráfica de la transmitancia de esta RDB se muestra en la Fig. 24. Esta rejilla fue obtenida bajo las siguientes

condiciones: una frecuencia de los pulsos del láser de 10Hz, una energía por pulso de 30mJ y el número de pulsos a los que fue sometida fueron ≈ 4000 ; la gráfica del espectro de reflectancia de esta RDB se observa en la Fig. 25. Esta fue hasta el momento la mejor rejilla que hemos obtenido. En otras exposiciones se ha logrado obtener nuevas RDB pero con reflectancias mucho menores. En otra exposición logramos grabar una rejilla (rejilla #2) con una reflectancia de solo el 16%. La frecuencia de los pulsos en este caso fue de 30Hz, el tiempo de exposición de esta fibra fue de $\approx 30\text{min}$ (≈ 54000 pulsos) y la energía por pulso fue de 30mJ. Las gráficas de la transmitancia y la reflectancia de esta RDB se muestran en las Fig. 26 y Fig. 27. En algunos otros casos la reflectancia resultó demasiado pequeña; por ejemplo, para la rejilla #3 la reflectancia fue de $\approx 2.64\%$ (tiempo de exposición de 35min ≈ 63000 pulsos), el espectro de esta RDB se observa en la Fig. 28. Creemos que existen varias causas por las cuales se dan estas variaciones tan bruscas, todos estos motivos se presentarán con detalle en la discusión de los resultados.

Por otra parte dentro de esta primer etapa del trabajo logramos el grabado de una RDB doble (rejilla #4) que por sus características permitió plantear en trabajos posteriores una posible aplicación de este dispositivo en el área de sensores. Las características de esta RDB se observan en la Fig. 29. Este dispositivo fue fabricado con el método general descrito en el capítulo anterior; sólo se introdujo una pequeña variante antes de la mascarilla y entre el haz de UV se colocó una placa con dos orificios hechos con una broca de aproximadamente 1mm de diámetro. Estos dos agujeros estaban separados por una distancia de aproximadamente 7mm., con esto generamos sobre la fibra un par de RDB con una longitud de $\approx 1\text{mm}$ y separadas por 7mm. La reflectancia de esta dispositivo es sumamente baja (inferior al 1%). Esto y el hecho

de tener un ancho de los “picos” menores al de una sola RDB la hacen atractiva para el desarrollo de sensores de temperatura, pues con esta RDB se podrían, en primer instancia, tener medidas con una gran exactitud y una gran inmunidad al ruido de las medidas hechas. Esta RDB se realizó con una frecuencia de los pulsos de 10Hz, una energía por pulso de 40mJ y fue expuesta por ≈ 10 min.

Por otro lado para mostrar algunas de las cualidades de estas rejillas que las hacen atractivas para desarrollar diferentes sensores, se midieron los espectros de reflectancia de la rejilla #1 y la rejilla #4. En estos casos las fibras con las rejillas fueron sumergidas en agua que tenía diferentes temperaturas (0°C , temperatura ambiente $\approx 26^{\circ}\text{C}$ y 100°C). Para el caso de la rejilla #1 en la Fig. 30 podemos observar como al variar la temperatura de la RDB de 26.5°C , línea sólida, a $\approx 100^{\circ}\text{C}$, línea punteada, el espectro se desplazó por $\approx .62\text{nm}$ hacia la derecha de la gráfica que nos muestra el espectro a temperatura ambiente. Para el caso en que la temperatura es $\approx 0^{\circ}\text{C}$, Fig. 31, el corrimiento ($\approx .258\text{nm}$) es hacia la izquierda. Resulta notorio en estas mediciones que las características de la amplitud y forma del pico de reflectancia permanecen inalterables siendo el único cambio el corrimiento en el espectro de la reflectancia. En la gráfica de la Fig. 32 se ven los tres espectros para las diferentes temperaturas. Una de las características que hacen más interesante a la rejilla #4 es que al estar formada por varios picos que son más angostos que en el de una sola RDB se incrementa su sensibilidad a cambios de temperatura. En la Fig. 33 pueden observarse los espectros para temperatura ambiente $\approx 26^{\circ}\text{C}$ y para $\approx 100^{\circ}\text{C}$; para este caso el corrimiento es de $\approx .69\text{nm}$, tomando como referencia el pico central más grande. En la Fig. 34 se muestra ahora el corrimiento debido a un temperatura de $\approx 0^{\circ}\text{C}$, para este caso es de $\approx .27\text{nm}$.

En la segunda parte del trabajo se trató de caracterizar el comportamiento de la reflectancia respecto al tiempo de exposición de la fibra a la luz UV. Para esto se midieron directamente los cambios en tiempo real de la reflectancia conforme transcurría el tiempo en que era expuesta la fibra. Esto no es estrictamente cierto pues para llevar a cabo las mediciones transcurría aproximadamente 30seg entre cada medida tomada, esto se debe a que se usó el diodo láser sintonizable y para llevar a cabo las mediciones era necesario realizar pequeñas corridas en ciertos rangos de longitud de onda, lo cual introducía un retraso. Sin embargo esto nos puede dar una idea general del comportamiento real. También es importante mencionar que aquí se usó otra fibra fotosensible fabricada también por QPS Inc., sólo que esta fibra tiene un índice de refracción de 1.44 para la longitud de 1550nm. Este cambio lo único que provoca es un corrimiento en la longitud de onda de Bragg de centrado del pico de reflectancia. En la Fig. 36 se muestra el espectro de la reflectancia de la rejilla #5. La reflectancia máxima para esta RDB fue de $\approx 4.43\%$; mientras que el comportamiento respecto al tiempo puede observarse en la Fig. 37. En otro caso para la rejilla #6 la reflectancia máxima que fue alcanzada al finalizar la exposición fue de $\approx 2.057\%$; mientras que su gráfica en el tiempo se observa en la Fig. 39. En la Fig. 40 se muestran las dos dependencias temporales de la reflectancia de estas dos rejillas. Aquí pueden observarse algunas similitudes, aún cuando nuevamente puede observarse el cambio entre las reflectancias de las dos rejillas grabadas. Durante esta etapa nuevamente se logró grabar la rejilla #7 con buena reflectancia, ahora de $\approx 30\%$. Su gráfica se observa en la Fig. 41, lamentablemente en este caso no se pudo seguir su comportamiento temporal.

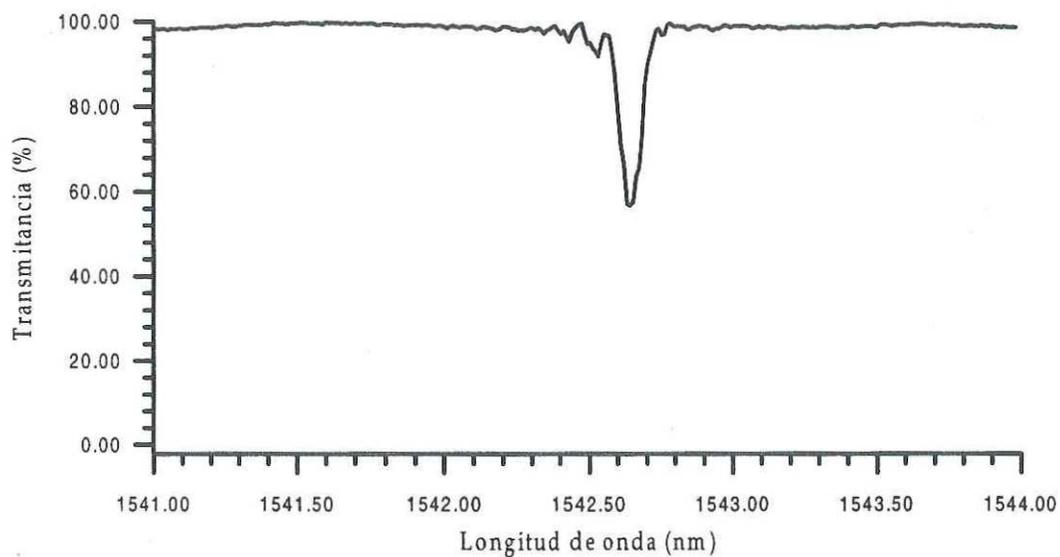


Fig. 24. Transmitancia de la rejilla #1. Esta ha sido hasta el momento la mejor rejilla grabada en este trabajo.

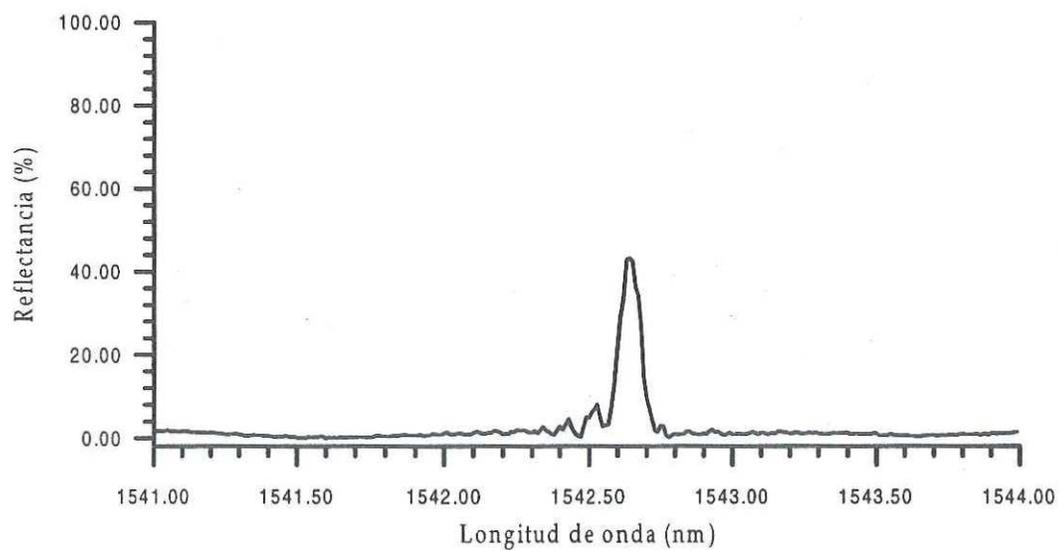


Fig. 25. Reflectancia de la primer rejilla que obtuvimos (rejilla #1) el valor máximo es alrededor del 43%.

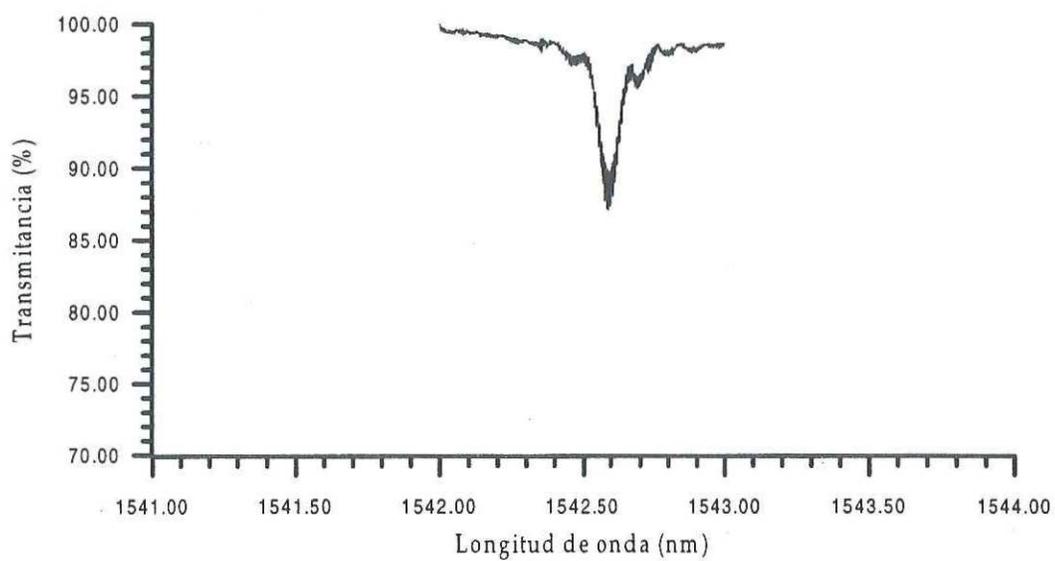


Fig. 26. Transmitancia de la RDB #2, con un valor mayor a la de la rejilla #1.

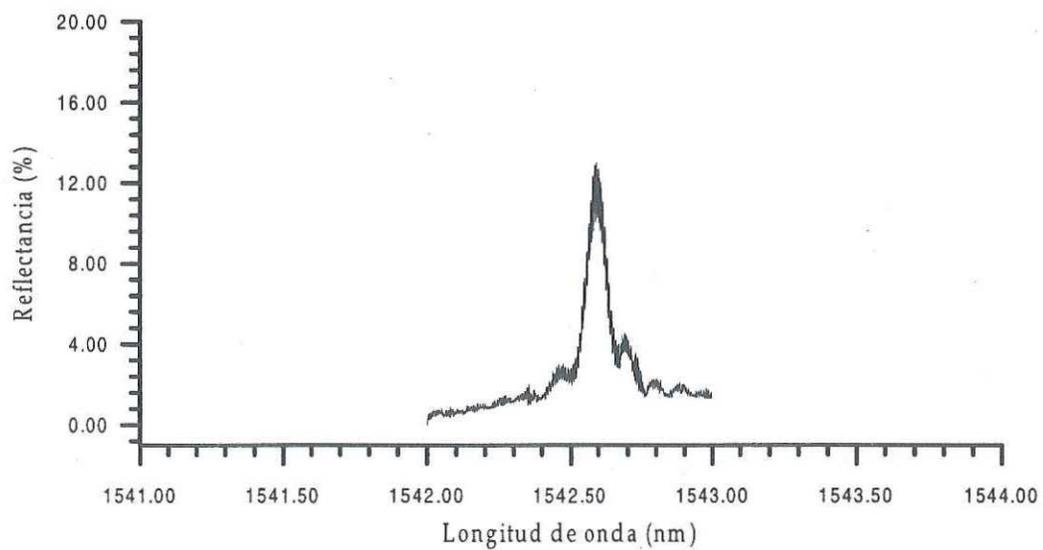


Fig. 27. Reflectancia de la rejilla #2. Valor máximo de $\approx 13\%$.

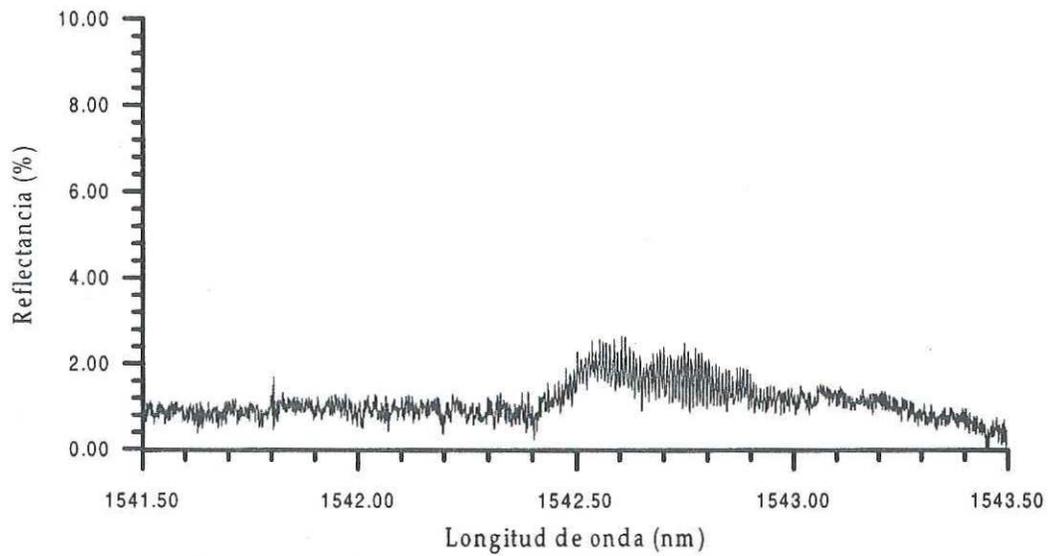


Fig. 28. Reflectancia de la rejilla #3. En algunos casos la reflectancia era sumamente baja; para este caso el valor máximo es aproximadamente 2.64%.

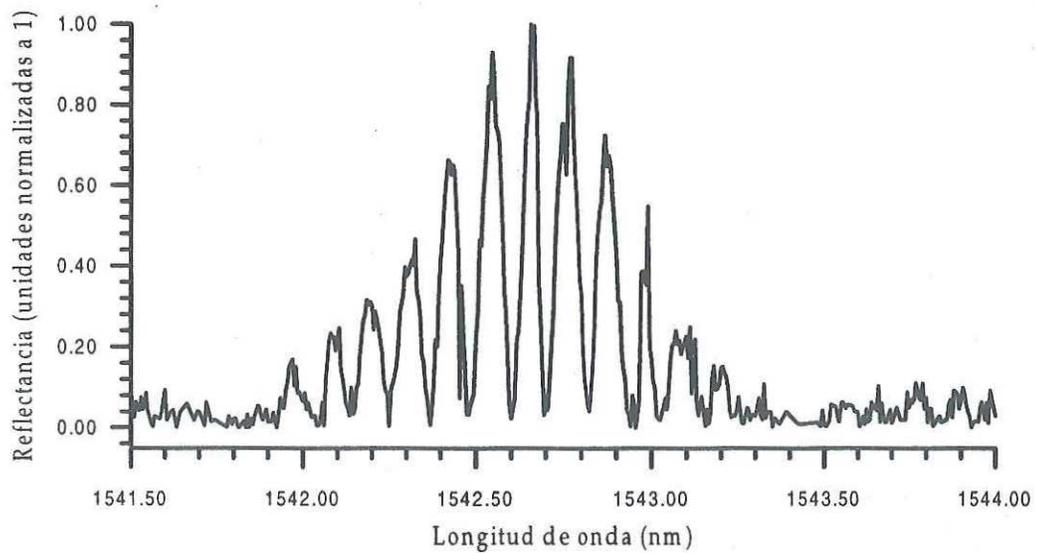


Fig. 29. Rejilla doble. Este dispositivo fue hecho con el grabado de dos pequeñas RDB sobre la fibra, la longitud de éstas es de ≈ 1 mm y están separadas por 7 mm.

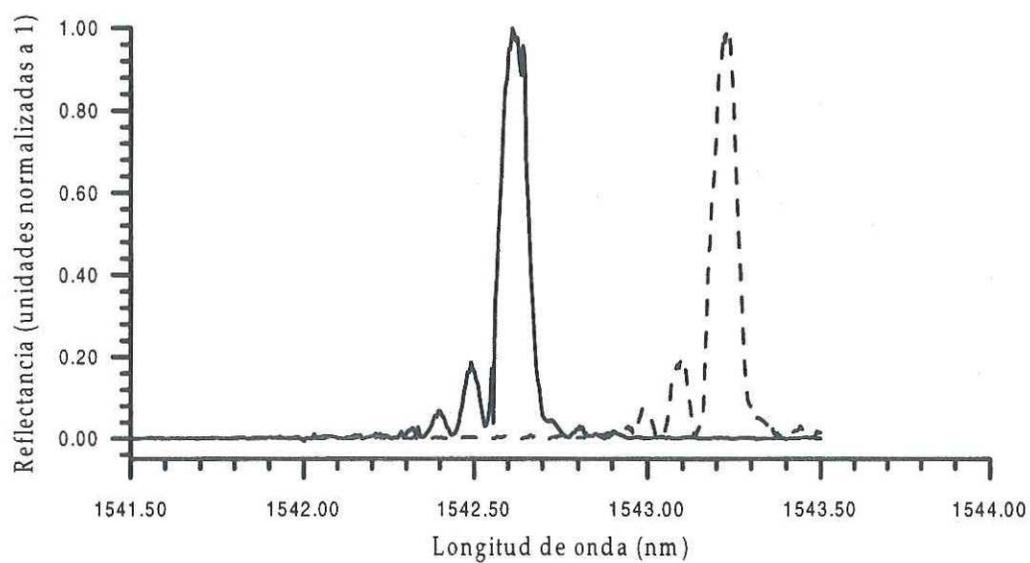


Fig. 30. Corrimientos en el espectro de la reflectancia debidos a las variaciones de temperatura en la rejilla, en este caso de 26.5°C , línea sólida, y $\approx 100^{\circ}\text{C}$, línea punteada.

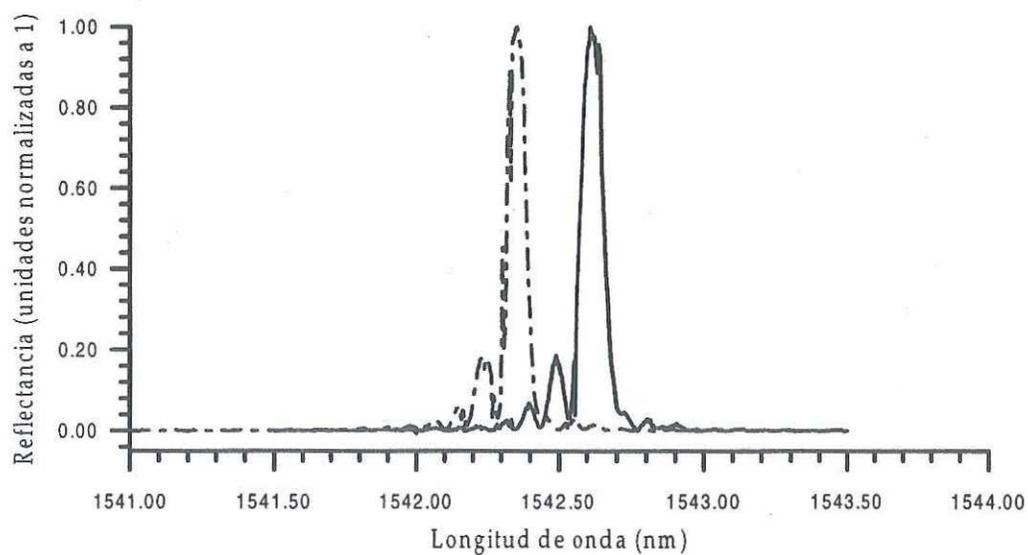


Fig. 31. Variaciones de temperatura entre las rejillas de $\approx 0^{\circ}\text{C}$, línea raya-punto, y 26.5°C , línea sólida.

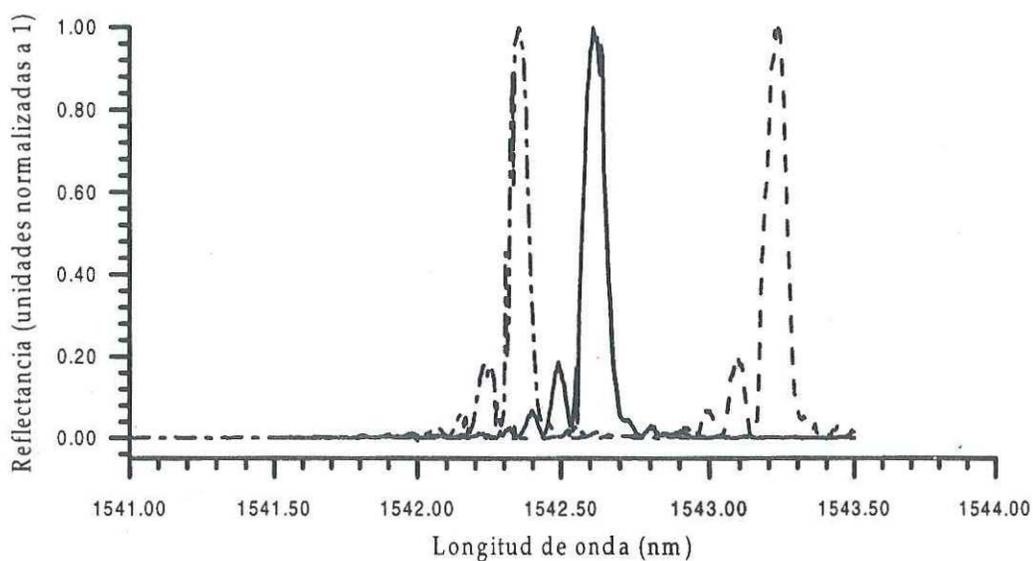


Fig. 32. Las tres gráficas de los espectros para las diferentes temperaturas. De izquierda a derecha 0, 26.5 y 100°C.

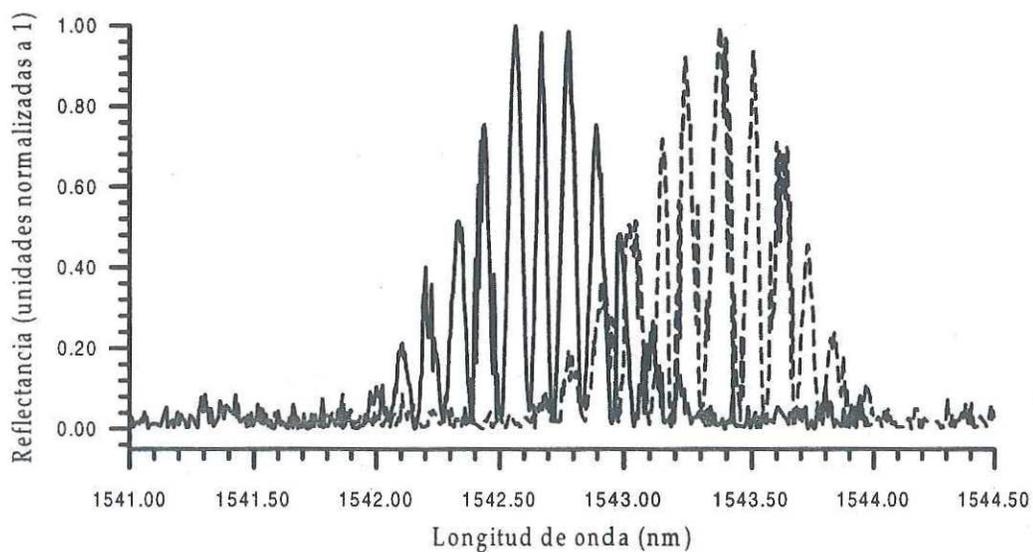


Fig. 33. Corrimiento observado en el espectro de la rejilla doble, $\approx .69\text{nm}$ medido a partir de los picos máximos centrales. Las temperaturas son 26°C, línea sólida, y 100°C, línea punteada.

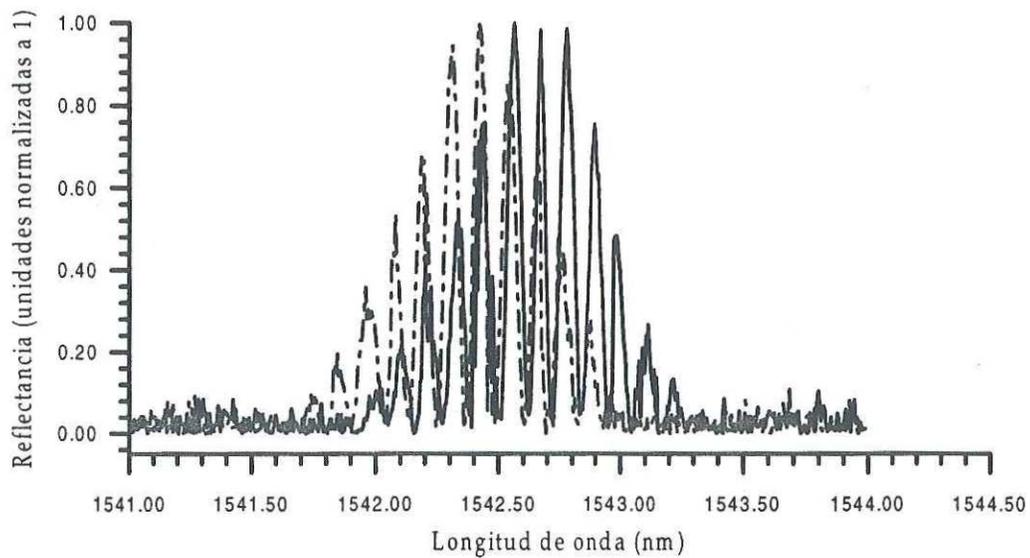


Fig. 34. El corrimiento para cuando la temperatura es de $\approx 0^{\circ}\text{C}$, línea raya-punto, es hacia a la izquierda y es de $\approx .27\text{nm}$, medidos a partir de los picos centrales máximos.

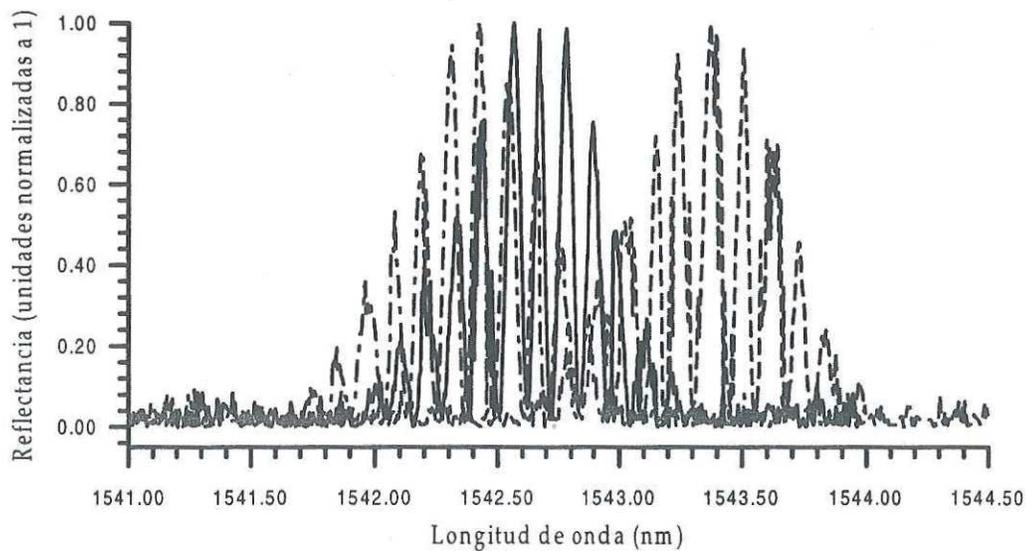


Fig. 35. Gráfica de la reflectancia de la rejilla doble que obtuvimos para tres distintas temperaturas, de izquierda a derecha 0 , 26 , y 100°C .

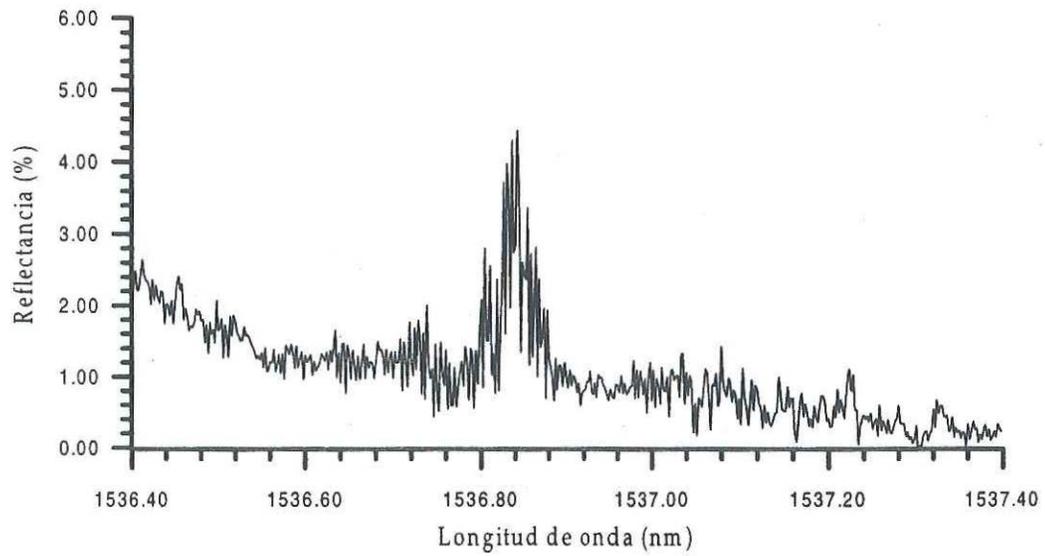


Fig. 36. Rejilla #5 con una reflectancia máxima. $\approx 4.43\%$.

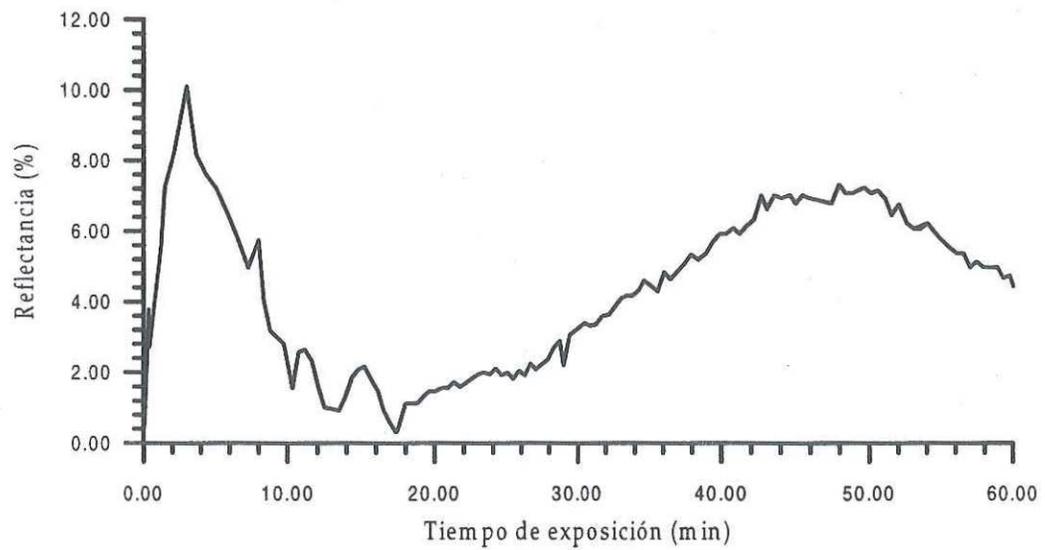


Fig. 37. Comportamiento de la reflectancia respecto al tiempo de exposición para obtener la rejilla #5.

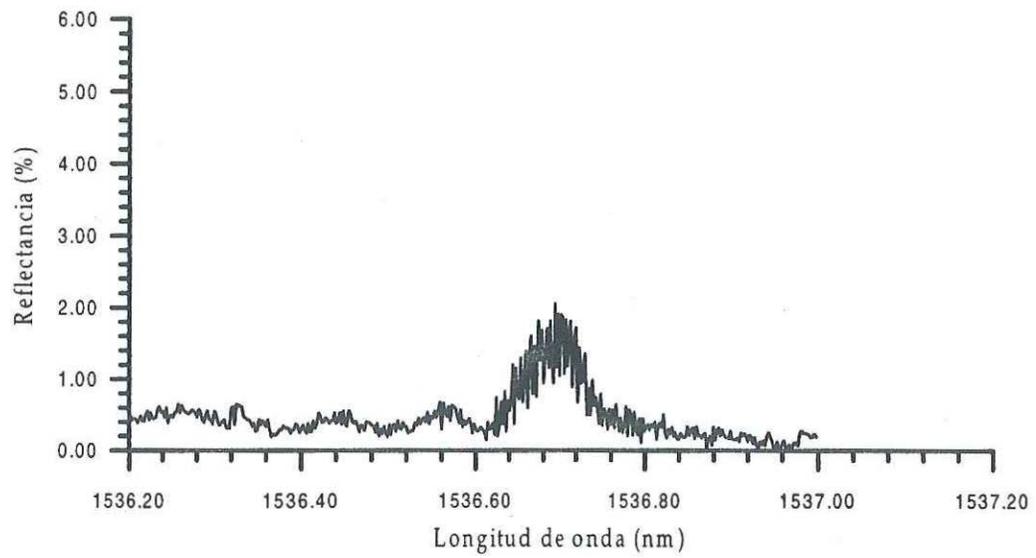


Fig. 38. Rejilla #6, reflectancia máxima. $\approx 2.057\%$.

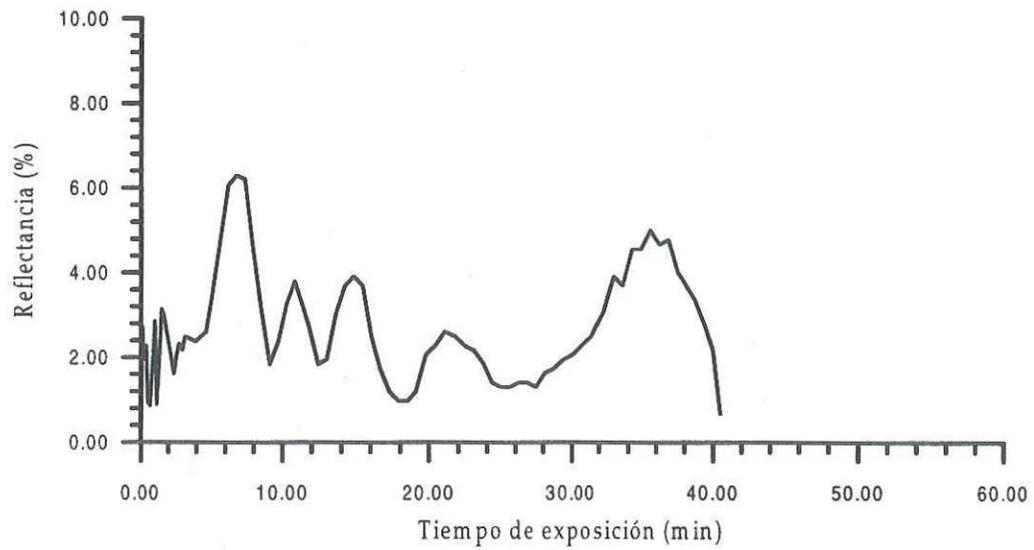


Fig. 39. Comportamiento de la reflectancia de la rejilla #6.

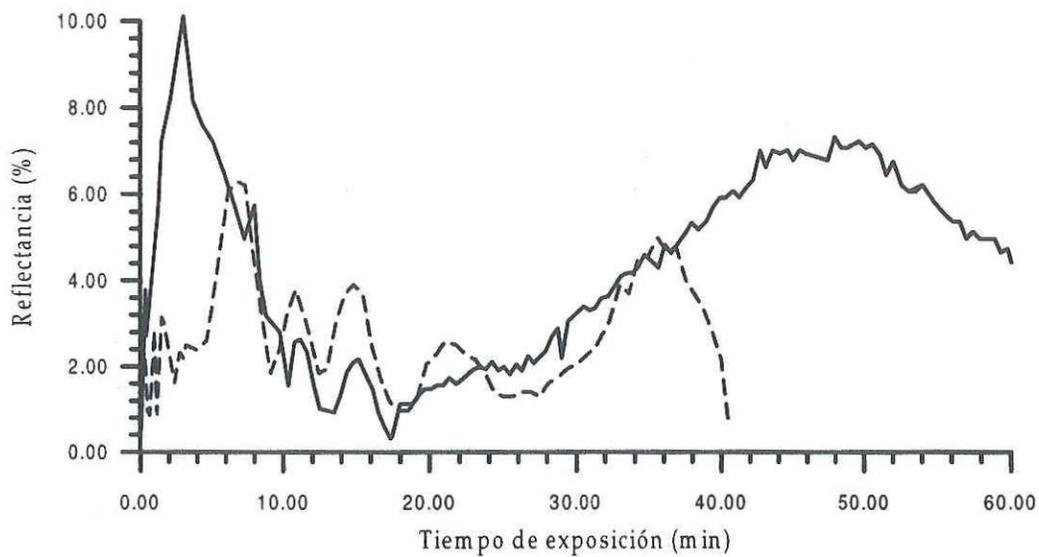


Fig. 40. Variaciones de la reflectancia de las rejillas #5 y #6, línea sólida y línea puntada respectivamente.

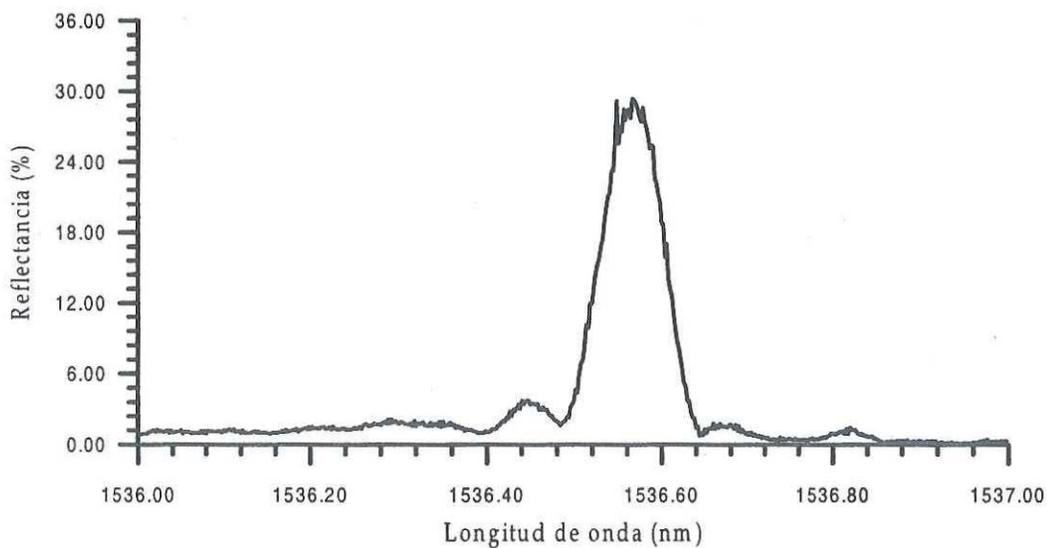


Fig. 41. Rejilla obtenida con una reflectancia de $\approx 29.37\%$.

CAPITULO V.

DISCUSION DE RESULTADOS Y CONCLUSIONES.

INTRODUCCION.

En este capítulo se presenta el análisis de los resultados que fueron obtenidos al grabar las rejillas de Bragg. En la primera parte de este capítulo se analizan las características más sobresalientes de las rejillas que se fabricaron, su reflectividad, modulación de índice de refracción, ancho de banda, etc. Esta parte se divide en dos secciones una dedicada a las características de una rejilla simple, mientras que la otra está dedicadas al análisis de la rejilla doble que fue obtenida. En la segunda parte se dan las conclusiones generales y recomendaciones que se consideran importantes sobre este trabajo.

V.1. ANALISIS DE LAS REJILLAS OBTENIDAS EN ESTE TRABAJO.

A partir de los resultados teóricos que fueron mostrados anteriormente en el Capítulo II se analizaron las características más sobresalientes de las rejillas de Bragg. Para esto iniciaremos con el análisis de una rejilla simple. Se muestran los valores de Δn calculados a partir de las reflectividades de las rejillas grabadas, igualmente se calcularon los anchos de banda de cada rejilla sencilla; así como su longitud de onda de Bragg (donde se encuentra la reflectancia máxima). Un caso especial es el de la rejilla doble, razón por la cual se le dedica una sección aparte para ver sus características más importantes. Dentro de éstas está el calcular la periodicidad de los múltiples picos que presenta así como el ancho de la envolvente de estos.

V.1.1. LAS REJILLAS SIMPLES.

Para llevar a cabo el análisis de las características de las rejillas que se fabricaron se calcularon los valores de la modulación del índice de refracción, Δn , a partir de la Ec. (50) del capítulo II. Una vez con este valor se graficaron las curvas a partir de los datos tanto teóricos como experimentales. También se muestran los anchos de banda (AB) calculados a partir de los datos experimentales, usando la definición de FWHM (ancho de banda a la mitad del máximo).

El primer resultado es a partir de la rejilla #1 que, como se mencionó en el capítulo anterior, es la rejilla que presentó la mayor reflectancia. El valor de la modulación del índice de refracción para esta rejilla es $\Delta n \approx 6.1 \times 10^{-5}$; mientras que su ancho de banda es $AB \approx 0.09 \text{ nm}$, la longitud de onda de Bragg $\lambda_{\text{Bragg}} \approx 1542.64 \text{ nm}$., su reflectancia máxima es $R_m \approx 43\%$.

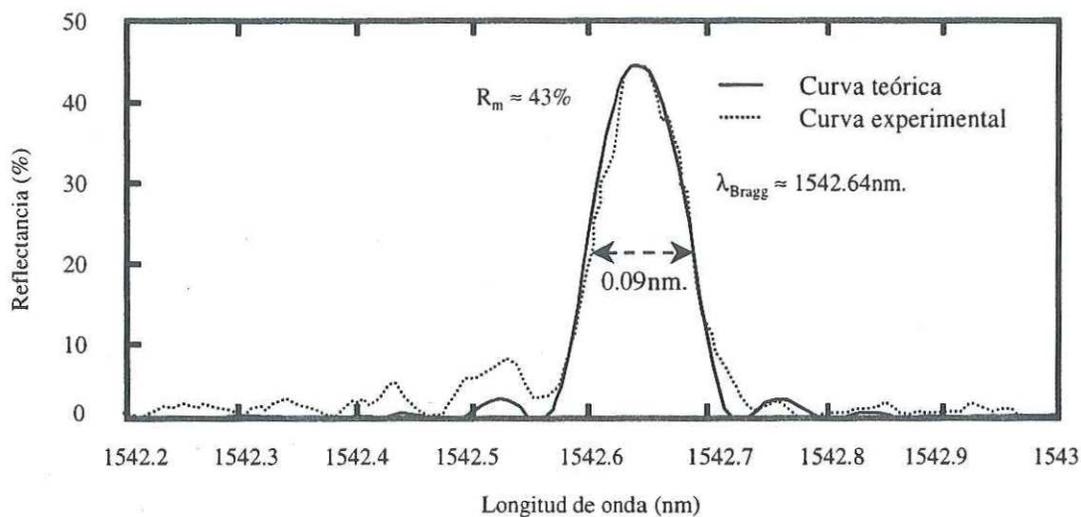


Fig. 42. Gráfica de las curvas experimentales y teóricas de la rejilla #1.

Como puede observarse en la Fig. 42 las curvas teóricas y experimentales de esta rejilla guardan una muy buena aproximación lo que demuestra la eficacia de las ecuaciones acopladas para describir a estos dispositivos.

Para la rejilla #2, se encontró que $\Delta n \approx 2.7 \times 10^{-5}$, la reflectancia máxima $R_{\text{max}} \approx 13\%$, su ancho $\Delta \lambda \approx 0.09 \text{ nm}$; mientras que la longitud de onda de Bragg $\lambda_{\text{Bragg}} \approx 1542.59 \text{ nm}$. Todas estas características nuevamente concuerdan de manera bastante acertada con los valores teóricos esperados, la gráfica de los valores teóricos y experimentales se observa en la Fig. 43.

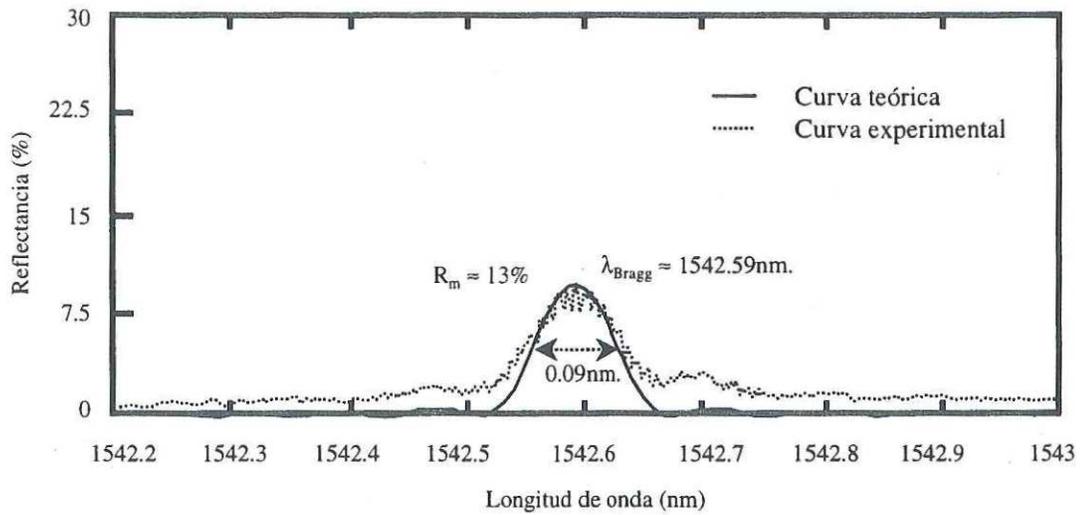


Fig. 43. Comportamiento de la reflectancia de una RDB en la que podemos observar un notable decaimiento en el valor de la R_m respecto a la rejilla #1.

Por otra parte también se fabricó otra RDB con una reflectancia más o menos grande $R_m \approx 30\%$, con una $\lambda_{\text{Bragg}} = 1536.56\text{nm}$, la modulación del índice de refracción fue $\Delta n = 4.7 \times 10^{-5}$. Esta RDB fue grabada en una fibra con diferente índice de refracción ($n = 1.446$) razón por la cual se presenta el cambio en λ_{Bragg} . Su gráfica se observa en la Fig. 44.

En cualquiera de los tres casos mostrados anteriormente puede observarse que los valores experimentales concuerdan de manera satisfactoria con los resultados predichos teóricamente. Por otro lado, nosotros creemos que uno de los motivos por los cuales existe una pérdida en la reflectividad tan notable en las diferentes RDB que fueron grabadas, se debe a las características del láser con el que se grabaron estas rejillas.

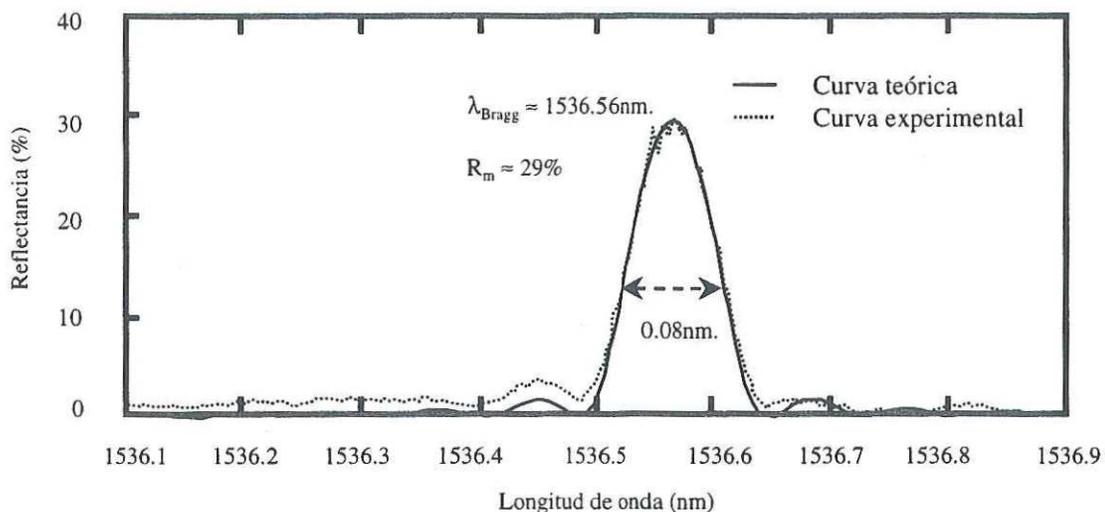


Fig. 44. Reflectividad en una RDB grabada sobre una fibra con un índice de refracción igual a 1.466.

Existen varias causas que nos obligan a pensar que la calidad del haz del excímero influye notablemente en el valor de la reflectancia. Una de éstas es, que debido al uso que se le da a este láser en el laboratorio de IFUNAM en ocasiones cuando nosotros realizábamos nuestras exposiciones era notable la degradación del haz del excímero. Por ejemplo cuando grabamos la primer rejilla (rejilla#1), la frecuencia de los pulsos del láser fue de 10Hz con una potencia de 30mJ. Sin embargo en ocasiones posteriores no pudimos obtener una potencia de 30mJ más allá de una frecuencia de 5Hz, pues para frecuencias mayores la potencia del haz variaba azarosamente. La radiación emitida tenía apariencia de luz intermitente aleatoria.

Por otra parte la coherencia espacial representa una característica importante para la fabricación de las RDB, Othonos y Lee muestran la importancia de la coherencia espacial del láser empleado para la fabricación de las RDB, Los resultados que presentan muestran cambios dramáticos cuando se usa un láser con una coherencia espacial aumentada (mediante una cavidad resonante) a diferencia de cuando se usa un láser excímero normal.

Otra característica que pudo influir en el valor de las reflectancias que se obtuvieron en las rejillas grabadas, es la potencia con la que fueron grabadas la RDB. En la gran mayoría de los artículos sobre el tema se habla de un flujo de potencia del orden de $100\text{mJ}/\text{cm}^2$, en nuestro caso el flujo con el que grabamos las rejillas fue del orden de $10\text{mJ}/\text{cm}^2$. Este flujo de energía puede conseguirse con la ayuda de lentes cilíndricas para enfocar el haz UV con el cual se lleva a cabo la fotoimpresión de las RDB.

Finalmente si observamos la gráfica de la Fig. 6, podemos concluir que nuestras rejillas parecen encontrarse en el régimen de las rejillas *Tipo I*, por lo que la reflectancia máxima que podríamos encontrar con estas características de grabado serían aquellas en las cuales el orden de la modulación del índice es aproximadamente 10^{-5} , que es precisamente nuestro caso.

V.1.2. REJILLA DOBLE.

Para esta rejilla encontramos que el período de las ondulaciones que se encuentran dentro de la envolvente es de aproximadamente $\Delta\lambda_{AB} \approx 0.113\text{nm}$. Esto a partir de los datos experimentales; mientras que a partir de la ecuación (52) del capítulo II y asumiendo que $n_{ef} \approx 1.455$, encontramos que $\Delta\lambda_{AB} \approx 0.117\text{nm}$. lo que hace que concuerden de manera bastante satisfactoria los valores experimentales con los esperados teóricamente. Por otra parte, el ancho de banda de la envolvente $\Delta\lambda_{Rd}$ a partir de los valores experimentales es $\Delta\lambda_{Rd} \approx 1.71\text{nm}$. Con este valor y usando la Ec. (51) tenemos que la longitud de cada una de las RDB $L_{Rd} \approx .96\text{mm}$; valor que está de acuerdo con nuestro arreglo experimental, ver capítulo III sección III.1.1.

V.1.3. SENSIBILIDAD DE LAS RDB A LOS CAMBIOS DE TEMPERATURA.

Las RDB en fibras ópticas presentan cualidades que las hacen interesantes para diversas áreas, una de esas áreas es la dedicada a la elaboración de sensores. Como se mencionó en el capítulo anterior, dentro del estudio de las características de las rejillas que fueron grabadas se realizó un pequeño estudio sobre el comportamiento del espectro de reflectancia de las RDB cuando se exponían a diferentes temperaturas. Las temperaturas a las cuales se realizaron estas mediciones fueron $\approx 0^{\circ}\text{C}$, 26°C y $\approx 100^{\circ}\text{C}$. La característica sobresaliente del espectro de las RDB, al encontrarse ésta a diferentes temperaturas, es la de haber un corrimiento en la longitud de onda de Bragg. Puede demostrarse que este corrimiento depende linealmente de la temperatura [Cerecedo, 1995]. No es la intención profundizar en el tema, sin embargo a partir de las gráficas que se mostraron en el capítulo anterior podemos dar una pequeña estimación de la sensibilidad de las RDB grabadas respecto a la temperatura. Para esto, con las tres diferentes temperaturas sobre las que trabajamos podemos establecer de manera muy rudimentaria una aproximación del corrimiento vs la temperatura. Los tres pares de valores temperatura- λ_{Bragg} podemos usarlos para hallar la recta que se ajusta a estos valores usando una regresión lineal, con esto es fácil mostrar que la pendiente m es igual a $0.009\text{nm}/^{\circ}\text{C}$, lo cual representa el corrimiento por grado centígrado.

V.1.4. DINÁMICA DEL GRABADO DE LAS REJILLAS DE BRAGG.

Dentro de los datos que fueron obtenidos se obtuvieron un par de gráficas donde se muestra el comportamiento de la reflectancia a través del tiempo de exposición, en estas curvas podemos darnos cuenta que existen dos zonas en las cuales la reflectancia aumenta, Estos cambios pueden deberse a la existencia de dos fenómenos que provocan el cambio en el

índice de refracción [Russell y Archambault, 1996]. De esta forma, primeramente aparece una modulación lo que provoca la aparición de una rejilla (primer pico), mientras que a medida que aumenta la exposición el segundo fenómeno empieza a manifestarse creando una segunda modulación y con esto el cambio de la reflectancia para una nueva rejilla. Con estas gráficas no estamos en posición de poder establecer cuales son los procesos o mecanismos que provocan estos cambios en la modulación del índice. Sin embargo estas curvas pueden darnos una idea aproximada de los intervalos de tiempo donde pueden obtenerse mejores resultados.

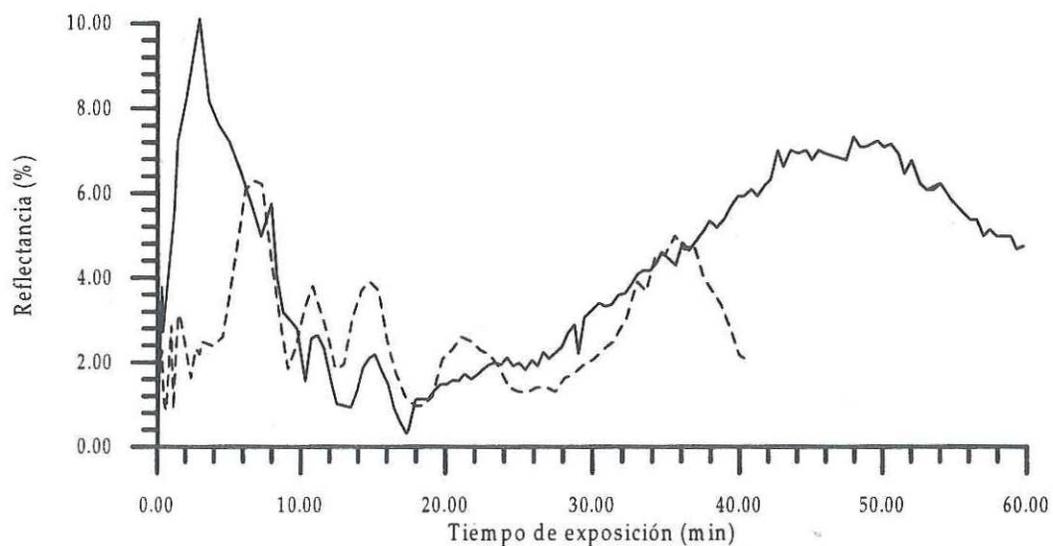


Fig. 45. Comportamiento de la reflectancia contra el tiempo de exposición. En esta gráfica podemos observar las inestabilidades del arreglo experimental, también puede notarse la similitud de las gráficas con las reportadas por Russell y Archambault, 1996 (Fig. 7, capítulo II).

V.2. CONCLUSIONES.

Se desarrolló un arreglo para imprimir RDB. Aún cuando este arreglo es sencillo nos ha permitido el grabado de las RDB.

Se lograron grabar rejillas de Bragg en una fibra óptica. Los valores de la reflectancia máxima más altos que se lograron obtener se encuentran alrededor del 40% y 30%, con un $\Delta n = 6.1 \times 10^{-5}$ y 4.7×10^{-5} respectivamente; mientras que las longitudes de onda de Bragg fueron $\lambda_{Bragg} \approx 1542.64 \text{nm}$ y 1536.56nm respectivamente; además por sus características de reflectancia y modulación del índice de refracción podemos clasificarlas como rejillas *Tipo I*.

Se obtuvo un dispositivo que esta formado por dos pequeñas rejillas. La longitud de cada rejilla es de $\approx 1 \text{mm}$ y están separadas por $\approx 7 \text{mm}$, se ha mostrado experimentalmente que el espectro de reflexión de este dispositivo presenta un corrimiento al cambiar la temperatura de este con una razón $0.009 \text{nm}/^\circ\text{C}$. Esta y otras características de este dispositivo lo hacen atractivo para el desarrollo de sensores por lo que actualmente sigue siendo estudiado.

El estudio experimental del proceso de grabado mostró las inestabilidades del arreglo experimental. Algunas posibles razones de estas inestabilidades son debidas a las deformaciones por temperatura de las monturas y soportes, pues algunas partes eran calentadas por la intensa radiación del láser excímero.

Por otra parte se han obtenido datos que nos dan una idea acerca del comportamiento de la reflectancia respecto al tiempo de exposición a la luz UV. Estos resultados pueden ser una base para tratar de dar condiciones aproximadas en las cuales se puedan grabar RDB con valores de reflectancia relativamente alta (del orden 40%). Para nuestro caso el tiempo de exposición para el cual pudimos obtener una la reflectancia de 40%

fue aproximadamente de 6.6min. con una frecuencia de 10Hz (4000 pulsos aprox.) y una energía de 30mJ por pulso.

Finalmente, en resumen, podemos concluir que somos capaces de imprimir RDB en fibras ópticas con una calidad aceptable en cuanto a su reflectancia máxima, los resultados de la impresión concuerdan de manera bastante aproximada con los valores teóricos en cuanto la reflectancia máxima, longitud de onda de Bragg y ancho de Banda de la RDB. Por otro lado a partir de la fabricación de la rejilla doble se realizó la platica titulada "TWIN GRATING-BASED INTERFEROMETRIC FIBER OPTIC SENSOR" por M.G. Shlyagin, S.V. Miridonov, D. Tentori y J. Castillo que fue presentada en la 12th International Conference on Optical Fiber Sensor de la OSA.

Con esto el CICESE pasa a ser de los primeros centros de investigación en México con franca posibilidad de fabricar RDB con características bien definidas, pues a través de este trabajo se ha ganado experiencia en cuestión experimental, lo que puede ofrecer bases esenciales para posteriores investigaciones.

La experiencia que obtuvimos nos permite pensar que usar una fuente de luz con una coherencia espacial mayor que la de un láser excímero normal ofrecería mejores resultados de reproductibilidad, además de esto, el mantener el arreglo de manera fija ofrecería condiciones de mayor estabilidad, lo que implica montar este arreglo en un laboratorio y evitar con esto, variaciones en la alineación del arreglo, que en nuestro caso fueron provocadas por el constante movimiento de nuestro montaje.

LITERATURA CITADA.

- Agrawal Govind P. 1995. **"Nonlinear fiber optics"**. Academic Press. Segunda edición. San Diego. 592pp.
- Anderson D. Z., Mizrahi V., Erdogan T. y White A. E.. 1993. **"Production of in-fibre gratings using a diffractive optical element"**. Electronics Letters. 29. (6): 566-568pp.
- Archambault J. L., Reekie L. and Russell P. St. J. 1993. **"High reflectivity and narrow bandwidth fibre gratings written by single excimer pulse"**. Electronics Letters. 29. (1): 28-29pp.
- Archambault J. L., Reekie L., and Russell P. St. J. 1993. **"100% reflectivity Bragg reflectors produced in optical fibers by single excimer laser pulses"**. Electronics Letters. 29: 453-455pp.
- Atkins R. M., V. Mizrahi and T. Erdogan. 1993. **"248nm induced vacuum UV spectral changes in optical fibre preform cores: Support for a colour centre model of photosensitivity"**. Electronics Letters. 29: 385-387pp.
- Cerecedo Núñez Héctor Hugo. 1995. **"Caracterización de rejillas de Bragg impresas en núcleo de fibra óptica de vidrio, y aplicación a sensores cuasidistribuidos de temperatura o esfuerzo"**. Tesis. León, Gto. 105pp.
- Digonnet Michel J. F.. **"A Kramers-Kronig analysis of the absorption change in fiber gratings"**. Spie. 2841: 109-119pp.

- Dockney Michael L., Stephen W James y P Ralph Tatam. 1996. **"Fibre Bragg gratings fabricated using a wavelength tunable laser source and a phase mask based interferometer"**. Meas. Sci. Technol. 7:445-448 pp.
- Dockney Michel L., Stephen W. James and Ralph P. Tatam. 1996. **"Fibre Bragg gratings fabricated using a wavelength tuneable laser source and a phase mask based interferometer"**. Sci. Technol. 7: 445-448pp.
- Dong L., Archambault J. L., Reekie L., Russell P. St. J., and D. N. Payne. 1995. **"Photoinduced absorption in germanosilicate preforms: evidence for the color-center model of photosensitivity"**. Applied Optics. 34: 3436-3440pp.
- Erdogan Turan. 1997. **"Fiber grating spectra"**. Journal of lightwave technology. 15: 1277-1294pp. Journal of lightwave technology. 15: 1295-1302.
- Fonjallaz. P. et al. **"Determination of compaction-induced and photoelastic index changes in fibre Bragg gratings"**. Opt. Lett. 17:1346-1348pp.
- Hand D. P. and P. St. J. Russell. 1990. **"Photoinduced refractive index changes in germanosilicate fibers"**. Opt. Lett.. 15: 144-146pp.
- Hill K. O, Malo B., Bilodeau F., D. C. Johnson y J. Albert. 1993. **"Bragg grating fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask"**. Appl. Phys Lett. 62: 1035-1037pp.
- Hill K. O. and Meltz G.. 1997. **"Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview"**. Journal of lightwave technology. 15: 1263-1276pp.
- Hill K. O., Fujii Y., Johnson D. C. and Kawasaki B. S.. 1978. **"Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication"**. App. Phys. Lett. 32: 647-649pp.

- Limberger H. G., Fonjallaz P. Y. and Salathé R. P.. 1993. "**Spectral characterisation of photoinduced high efficient Bragg gratings in standard telecommunication fibres**". Electronics Letters. 29. (1): 47-49pp.
- Malo B., Hill K. O., F. Bilodeau, Johnson D. C., and J. Albert. 1993. "**Point-by-point fabrication of microbragg grating in photosensitive fibre using single excimer pulse refractive index modification techniques**". Electronics Letters. 29: 1668-1669pp.
- Meltz G., Morey W.W. and Glenn W.H. 1989. "**Formation of Bragg gratings in optical fibers by transverse holographic method**", Optics Letters 14: 823-825.
- Othonos Andreas y Lee Xavier. 1995. "**Novel and improved methods of writing Bragg gratings with phase masks**". IEEE Photonics Technology Letters. 7: 1183-1185pp.
- Peral Eva and Capmany José. 1997. "**Generalized Bloch wave analysis for fiber and waveguide gratings**". Journal of lightwave technology. 15: 1295-1302pp.
- Poumellec B., Bernage P. and Riant I.. "**Mechanisms of refractive index change under U.V. irradiation in some doped SiO₂ core optical fibers**". Spie. 2841: 96-108pp.
- Raman Kashyap. "**Design and measurement of optical fibre gratings**".
- Raman Kashyap. 1994. "**Photosensitive optical fibers: Devices and applications**". Optical Fiber Technology. 1: 17-34 pp.
- Russell P. St. J. y Archambault J. L.. 1996. "**Fiber gratings**". En: Brian Culshaw y John Dakin (eds.). "**Optical fiber sensors volume three. Components and subsystems**". Artech House, Boston, 9-67pp.

Saleh Bahaa. E. A. and Teich Malvin Carl. 1991. "**Fundamentals of photonics**". John Wiley & Sons. New York. 966pp.

Xie W. X., Niay P., Bernage P., Douay M., J.F. Bayon, T. Georges, M.Monerie and B. Pounmellec. 1993. "**Experimental evidence of two types of photorefractive effects occurring during photoinscriptions of Bragg gratings within germanosilicate fibres**". Optics Communications. 185-195, 1993pp.

Yariv Ammon, Yeh Pochi. 1984. "**Optical Waves in Crystals, Propagation and Control of laser Radiation**". John Wiley and Sons, Inc. New York. 589pp.

Yun-jiang Rao, J. Webb David, A. Jackson, Lin Zhang y I. Bennion. 1997. "**In Fiber Bragg-Grating temperature sensor system for medical applications**". Journal of Lightwave Technology. **15**: 779-785pp.

