

TRABAJO DE GRADO

Sebastián Ruiz Lopera

**Universidad EAFIT
Escuela de Ciencias
Ingeniería Física
Medellín
2018**

**DISEÑO E IMPLEMENTACIÓN DE UN ESPECTRÓMETRO LINEAL
EN EL NÚMERO DE ONDA PARA TOMOGRAFÍA DE COHERENCIA
ÓPTICA**

SEBASTIÁN RUIZ LOPERA

Trabajo de grado presentado como requisito para optar al título de:
Ingeniero Físico

Director
PhD. RENÉ RESTREPO GÓMEZ
Co-director
MSc. CAMILO ANTONIO CANO BARRERA

**UNIVERSIDAD EAFIT
ESCUELA DE CIENCIAS
INGENIERÍA FÍSICA
MEDELLÍN
2018**

Nota de aceptación

Asesor

Jurado

Jurado

Medellín, noviembre del 2018

“Todo lo complejo puede dividirse en partes simples”.

René Descartes

Agradecimientos

Quiero agradecer a mi familia por todo el acompañamiento que me han brindado en cada circunstancia de mi vida, en especial a mis padres quienes han hecho posible que alcance mis logros con su apoyo incondicional e inmensurables esfuerzos, y a Sofía por escucharme y motivarme a seguir adelante siempre. De la misma forma agradezco a los integrantes del Grupo de Óptica Aplicada de la Universidad EAFIT, con quienes he podido aprender y compartir experiencias que me han enriquecido académica y personalmente, propiciando un ambiente ameno de compañerismo, en especial a René por la dedicación en las asesorías, trabajos en equipo y acompañamiento en gran parte de mi proceso de formación, a Camilo y Carlos por su disposición a guiarme y ayudarme en cada dificultad, y a Santiago por su aporte al trabajo. Igualmente agradezco a mis compañeros de semestre, por la amistad y el acompañamiento a lo largo de la carrera, en especial a Mateo y Esteban por el trabajo en equipo de cada proyecto, y a los profesores que desde su pedagogía aportaron a mi formación académica y personal. Finalmente, agradezco a la Universidad EAFIT y a la agencia SAPIENCIA del municipio de Medellín por la oportunidad de emprender y culminar mis estudios universitarios.

Contenido

Agradecimientos	IX
Lista de figuras	XIV
Lista de tablas	XVII
Lista de acrónimos	XVIII
Resumen	XXI
1 Introducción	3
1.1 Tomografía de coherencia óptica	4
1.2 Aplicaciones de OCT	6
1.3 Configuraciones de OCT	8
1.3.1 OCT de primera generación	8
1.3.2 OCT de segunda generación	9
1.4 Planteamiento del problema	12
1.5 Objetivos	15
1.5.1 Objetivo general	15
1.5.2 Objetivos específicos	15
1.6 Estructura del documento	15
2 Aspectos teóricos y prácticos	17
2.1 Tomografía de coherencia óptica	17
2.1.1 Configuraciones de OCT	18

2.1.2	Interferometría de baja coherencia	20
2.1.3	Interferometría de baja coherencia en el dominio de Fourier	25
2.1.4	Algunos parámetros prácticos de OCT	28
2.2	Espectrómetro dispersivo	31
2.2.1	Esquemas básicos de espectrómetros dispersivos	32
2.2.2	Elemento de dispersión	34
2.2.3	Combinación de redes de difracción y prismas	43
2.2.4	Consideraciones sobre los componentes	45
3	Diseño del espectrómetro	48
3.1	Diseño óptico	48
3.1.1	Fuente de iluminación y rango espectral	49
3.1.2	Características del detector	50
3.1.3	Configuración óptica	51
3.2	Diseño mecánico	67
3.2.1	Análisis de tolerancias mecánicas	67
3.2.2	Montaje mecánicos de los componentes	70
3.2.3	Modelación en elementos finitos	76
4	Prueba de concepto y validación del espectrómetro	89
4.1	Procedimiento de alineación	89
4.1.1	Colimador	90
4.1.2	Red de difracción	91
4.1.3	Prisma	91
4.1.4	Lente de enfoque	93
4.1.5	Detector	95
4.1.6	Entrada	96
4.2	Calibración del espectrómetro	96
4.2.1	Calibración del eje de dispersión	98
4.2.2	Calibración de la sensibilidad espectral	99

4.3 Software de adquisición de datos	101
5 Conclusiones y trabajos futuros	104
5.1 Conclusiones	104
5.2 Trabajo futuro	107
Referencias	109
Anexo	120

Lista de figuras

1-1	Esquema básico de OCT	9
2-1	Esquema básico de OCT	20
2-2	Señal de OCT en el dominio de Fourier.	24
2-3	Relación entre el espectro de la fuente y su función de coherencia.	25
2-4	Esquema básico de un sistema de SD-OCT.	26
2-5	<i>A-line</i> obtenida mediante FD-OCT.	27
2-6	Esquema básico de un espectrómetro dispersivo.	32
2-7	Configuraciones de espectrómetros propuestas Littrow.	33
2-8	Configuraciones de espectrómetros propuestas por Eber–Fastie y de Czerny–Turner.	34
2-9	Difracción en una rendija cuadrada.	35
2-10	Ilustración de la ecuación de difracción de N rendijas.	38
2-11	Dispersión en una red de difracción.	40
2-12	Análisis geométrico de la refracción en un prisma.	42
2-13	Combinación de una red de difracción y un prisma.	44
3-1	Detector lineal y su respecta espectral relativa.	51
3-2	Esquema óptico del espectrómetro lineal en k	52
3-3	Espejo parabólico 90° fuera de eje.	55
3-4	Comparación del desempeño de una lente acromática con un espejo parabólico para colimar.	56
3-5	Resultados del procedimiento de optimización para la selección del grupo de dispersión.	59

3-6	Comparación del desempeño de una lente acromática con un espejo parabólico para enfocar.	61
3-7	Modelo óptico final del espectrómetro.	64
3-8	<i>Spots</i> y PSF de algunos números de onda en el plano del detector.	65
3-9	Evaluación de la linealidad en k del espectrómetro.	66
3-10	Ensamble mecánico del espectrómetro.	71
3-11	Ensamble mecánico del sistema de colimación.	72
3-12	Ensamble mecánico del grupo de dispersión.	73
3-13	Fijación de los elementos del grupo de dispersión.	74
3-14	Ensamble mecánico del grupo de enfoque.	76
3-15	Malla de la red de difracción con el número de nodos obtenido en el análisis de convergencia.	80
3-16	Deformación obtenida para la red de difracción con el método de elementos finitos.	82
3-17	Malla del prisma con el número de nodos obtenido en el análisis de convergencia.	83
3-18	Deformación obtenida para el prisma con el método de elementos finitos.	84
3-19	Ánálisis de convergencia y malla del acople del grupo de dispersión y del soporte del grupo de enfoque.	86
3-20	Deformación obtenida para el acople del grupo de dispersión con el método de elementos finitos.	87
3-21	Deformación obtenida para los soportes del detector y de la lente con el método de elementos finitos.	88
4-1	Alineación del espejo parabólico.	90
4-2	Alineación del espejo rotador.	92
4-3	Alineación de la red de difracción.	92
4-4	Alineación del prisma.	93
4-5	Alineación de la lente de enfoque.	94

4-6	Alineación del detector.	95
4-7	Alineación de la entrada.	97
4-8	Montaje final del espectrómetro.	97
4-9	Resultado de la calibración $k-P$	99
4-10	Calibración de la respuesta espectral.	101
4-11	Interfaz de la aplicación desarrollada en LabVIEW.	103

Lista de tablas

3.1	Resultados del procedimiento de optimización para la selección del grupo de dispersión.	60
3.2	Lista de superficies que conforman los componentes del espectrómetro definidos en OpticStudio.	63
3.3	Posición P y diámetro D en el eje de dispersión de los <i>spots</i> para los 11 números de onda definidos.	64
3.4	Resumen de tolerancias mecánicas definidas en OpticStudio.	70
3.5	Resumen de la resolución de los sistemas de ajuste.	76
4.1	Datos para la calibración de $k-P$	99
4.2	Resumen de las funciones de la librería dinámica empleadas para el desarrollo de la aplicación en LabVIEW.	102

Lista de acrónimos

- APDL** *ANSYS parametric design language* (Lenguaje paramétrico de diseño de ANSYS).
- BK** *Borosilicate crown* (Borosilicato crown).
- F** *Flint* (Flint).
- Fig** *Figure* (Figura).
- Eq** *Equation* (Ecuación).
- FC** *Fiber coupler* (Acoplador de fibra óptica).
- FD–OCT** *Fourier-domain optical coherence tomography* (Tomografía de coherencia óptica en el dominio de Fourier).
- FEM** *Finite element method* (Metodo de elementos finitos).
- FSR** *Free spectral range* (Rango espectral libre).
- FWHM** *Full width at half maximum* (Anchura a media altura).
- MTF** *Modulation transfer function* (Función de transferencia de modulación).
- NIR** *Near infrared* (Infrarrojo cercano).
- OCM** *Optical coherence microscopy* (Microscopía de coherencia óptica).
- OCT** *Optical coherence tomography* (Tomografía de coherencia óptica).

- OFDI** *Optical frequency domain interferometry* (Interferometría óptica en el dominio frecuencial).
- OSA** *Optical spectrum analyzer* (Analizador de espectro óptico).
- OTF** *Optical transfer function* (Función de transferencia óptica).
- PSF** *Point spread function* (Función de dispersión de punto).
- RMS** *Root mean square* (Media cuadrática).
- SD–OCT** *Spectral-domain optical coherence tomography* (Tomografía de coherencia óptica en el dominio espectral).
- SF** *Dense flint* (Flint denso).
- SS–OCT** *Swept-source optical coherence tomography* (Tomografía de coherencia óptica de fuente de barrido).
- TD–OCT** *Time-domain optical coherence tomography* (Tomografía de coherencia óptica en el dominio del tiempo).
- VISA** *Virtual instrument software architecture* (Arquitectura de software de instrumentos virtuales).

Resumen

La *espectroscopía* es el estudio de la materia a partir de su interacción con la radiación electromagnética. Su primera referencia en la ciencia moderna apareció en el trabajo *Opticks* de Isaac Newton, desde entonces, la espectroscopía ha sido muy importante para el desarrollo de la física y una herramienta de gran utilidad en múltiples aplicaciones relacionadas con la química, la biología y particularmente la óptica, como por ejemplo la identificación de elementos constituyentes de muestras desconocidas, el análisis de muestras biológicas y el estudio de la composición y dinámica de cuerpos celestes. El *espectrómetro* es la herramienta básica de la espectroscopía, ya que permite medir el espectro de la luz. Una de sus aplicaciones se encuentra en tomografía óptica de coherencia (OCT), donde se emplea un espectrómetro como sistema de detección, una técnica de imagen médica *no-invasiva* basada en interferometría de baja coherencia para producir imágenes de alta resolución del interior de la muestra. Este trabajo de grado consiste en el diseño e implementación a nivel de laboratorio de un espectrómetro lineal en el número de onda que opera en el espectro infrarrojo cercano para ser usado en la técnica OCT. Para lograr esto, se abordaron varios retos en áreas como el diseño óptico, la instrumentación óptica, la integración ópto-mecánica, la simulación y la programación.

En la primera parte de este trabajo se presenta un marco teórico que abarca conceptos y modelos físico-matemáticos relacionados con el funcionamiento de OCT y de un espectrómetro, indicando consideraciones de diseño de espectrómetros generales y relacionadas a OCT. Con base en esto, se realizó el diseño óptico del espectrómetro, con el uso del software OpticStudio (ZEMAX LLC), el cual incluye la definición del rango de

funcionamiento y de la configuración óptica, la selección de los componentes ópticos, el análisis del desempeño óptico del sistema y la evaluación de la linealidad en el número de onda, la cual se obtiene con la combinación de una red de difracción y un prisma cuyas características fueron escogidas mediante un procedimiento de optimización implementado en MATLAB (The MathWorks Inc.). Por otro lado, se propone un diseño mecánico preliminar para integrar los componentes ópticos, basado en un análisis de tolerancias mecánicas que se llevó a cabo en OpticStudio. Además, se realizó una evaluación del efecto de las cargas mecánicas que se aplican a los componentes principales mediante el método de elementos finitos, utilizando el software ANSYS Mechanical APDL (ANSYS Inc.).

En una segunda etapa, se realizó una prueba de concepto experimental que consistió en la alineación y calibración del espectrómetro en un banco óptico de laboratorio, con el fin de validar la linealidad en el número de onda. El protocolo de alineación establecido se basa en conceptos de óptica geométrica para alinear cada componente, ideas que pueden ser usadas en la alineación de otros espectrómetros o sistemas ópticos luego de una adecuación. El procedimiento de calibración se compone de dos partes, en una se emplean medidas experimentales de las líneas espctrales de emisión del Argón y en la otra se utilizan curvas de respuesta espectral teóricas de los componentes.

El espectrómetro implementado opera en el rango espectral $6.321\text{--}8.585 \mu\text{m}^{-1}$, equivalente a $994\text{--}732 \mu\text{m}$, con una resolución de teórica de 1.106 mm^{-1} (1.28 \AA) y una linealidad en el número de onda con un coeficiente de determinación de $R^2 = 0.999954$, lo que lo hace apto para ser usado en la técnica de tomografía óptica de coherencia.

1. Introducción

En el último siglo, la medicina se ha desarrollado en gran medida en comparación con siglos anteriores, mejorando la calidad de vida de la población en el ámbito de la salud, gracias a las herramientas médicas que han posibilitado a los médicos realizar muchos procedimientos, como intervenciones, diagnósticos o tratamientos, que antes no eran posibles o cuyas condiciones eran precarias y no cumplían los estándares suficientes para asegurar buenos resultados [1]. Estas herramientas médicas se han desarrollado a partir de las ciencias y la ingeniería, con las cuales se idean e implementan nuevas tecnologías que se valen de principios básicos de las ciencias que son materializadas por la ingeniería, manteniendo una constante relación con la medicina, que impone las restricciones y estándares de operación que deben cumplir los instrumentos para ser aptos en aplicaciones médicas sin comprometer la seguridad del paciente.

Un ejemplo claro de lo anterior es el uso de rayos X para diagnósticos médicos, descubiertos experimentalmente por el físico Wilhelm Röntgen en 1895, los cuales penetran los tejidos biológicos posibilitando la obtención de información al interior del cuerpo, según la diferenciación entre las zonas que absorben la radiación, como los huesos, y las zonas que no, como los músculos [2]. Bajo esta idea, se han creado otras tecnologías de imagen médica, que se basan en “ondas” que penetran los tejidos biológicos, eliminando la necesidad de realizar intervenciones quirúrgicas. Con estas se obtiene información visual de diferentes partes del cuerpo de los pacientes, con el fin de estudiar el cuerpo humano, detectar anomalías o hacer un seguimiento del progreso de algún tratamiento, entre otras actividades [3]. Entre las técnicas de imagen médica, destacan la tomografía computarizada de rayos X , la imagen de resonancia magnética, la imagen de ultrasonido y la tomografía de coherencia óptica [4]. En esta introducción se presenta un panorama general de la técnica de tomografía de coherencia óptica, en donde se introduce su principio básico de funcionamiento, para luego presentar algunas de las aplicaciones médicas, y finalmente describir a grandes rasgos su evolución experimental

que ha dado pie a multiples configuraciones, con el fin de dar un contexto y una justificación al desarrollo de este trabajo que se centra en el diseño e implementación de un espectrómetro orientado a la técnica de tomografía de coherencia óptica.

1.1. Tomografía de coherencia óptica

La *tomografía de coherencia óptica*, conocida por sus siglas en inglés como OCT (*Optical Coherence Tomography*) es una técnica de imagen tridimensional no invasiva capaz de realizar imágenes con alta resolución lateral y axial de muestras esparsivas e inhomogéneas, tales como los tejidos biológicos [5]. La idea de funcionamiento básica de OCT consiste en medir la luz que es reflejada por una muestra, tal como se hace en la técnica de imagen de ultrasonido, sólo que empleando luz en lugar de sonido. La información obtenida permite diferenciar estructuras en los tejidos según sus propiedades físicas, en específico, en relación a los cambios de índice de refracción que son los que determinan la cantidad de luz que se refleja en cada punto. Para lograr esto, se requiere un sistema de detección que permita medir la magnitud y el tiempo de retraso de la luz que es reflejada por la muestra, es decir, el “eco”. En el caso del ultrasonido, para medir el “eco” se emplean sistemas electrónicos con resoluciones temporales del orden de ~ 100 ns. Sin embargo, esta idea no puede implementarse directamente en OCT, dado que la velocidad de la luz es aproximadamente seis ordenes de magnitud mayor a la velocidad del sonido, por lo que se necesitarían sistemas electrónicos con resoluciones temporales del orden de femtosegundos (1×10^{-15} s), que no son alcanzables con la tecnología actual.

Por lo anterior, OCT emplea reflectometría de baja coherencia, una técnica interferométrica que permite caracterizar la cantidad de luz que refleja una muestra en diferentes profundidades y ubicaciones laterales [5]. La ventaja de esta técnica es que mide el “eco” de la luz en términos de longitudes de camino óptico y no en términos

de retardos temporales, siendo estos equivalentes ya que se relacionan mediante la velocidad de la luz en el medio. En este sentido, la resolución axial de OCT se determina por la coherencia temporal de la fuente de iluminación, que se relaciona con su ancho espectral, por lo que la resolución axial es mejor cuanto más incoherente es la fuente, es decir, cuanto más ancho sea su espectro.

OCT es una técnica que ha generado un gran interés en términos de investigación y desarrollo porque sus características de funcionamiento la han ido posicionando en el área de la imagen médica [6]. Por un lado, los valores típicos de resolución axial 1–15 μm y capacidad de penetración 1–5 mm de OCT solventan una falencia existente entre otras técnicas de imagen médica tradicionales como el ultrasonido, que puede alcanzar profundidades entre 1–10 cm con resoluciones de 0.1–1 mm, o la microscopía confocal que tiene una mayor resolución 0.5–1 μm pero una limitada capacidad de penetración <1 mm [7]. Por otro lado, la capacidad de OCT para realizar medidas *no invasivas* permite su uso en tejidos biológicos donde no es posible realizar biopsias medicas para diagnósticos, como lo es el ojo [8,9], e incluso ha mostrado que puede ser una alternativa en áreas donde la biopsia es la herramienta más usada, como la gastroenterología, permitiendo obtener imágenes sin realizar extracciones de tejidos [10,11]. Otra característica de OCT es que las resoluciones axial y lateral están desacopladas; la primera depende del ancho espectral de la fuente de iluminación mientras que la segunda la determina el tamaño del haz que ilumina la muestra, relacionado con la apertura numérica del sistema, permitiendo tener una alta resolución axial (<10 μm), utilizando resoluciones laterales bajas ($\sim 30 \mu\text{m}$), lo que se traduce en una mayor profundidad máxima, de unos cuantos milímetros. Esto no es posible en otras técnicas ópticas como la microscopía confocal, donde ambas resoluciones depende de la apertura numérica, por lo que aumentar la profundidad máxima disminuye la resolución axial.

Las ventajas descritas han hecho que OCT se posicione en al área de imagen médica, tal como se detallará en la siguiente sección, en aplicaciones donde *i.)* los valores de

resolución y profundidad máxima necesarios son posibles en OCT y no en otras técnicas *ii.*) las biopsias ópticas son peligrosas o imposibles por la ubicación y naturaleza del tejido, o *iii.*) se requiere guiar procedimientos quirúrgicos antes o durante su realización [7].

1.2. Aplicaciones de OCT

La primera demostración experimental de OCT en aplicaciones médicas fue hecha en 1991 por Huang *et. al.*, quienes obtuvieron imágenes *ex-vivo* de la retina y de la arteria coronaria, mostrando que OCT puede ser usada tanto en medios transparentes como en medios donde la luz es altamente esparcida [5]. A partir de ahí, OCT comenzó a ser ampliamente usada en oftalmología, dado que el ojo es fácilmente accesible por la luz, llevando a que en 1993 se obtuvieran las primera imágenes *in-vivo* de la retina por Fercher *et. al.* y Swanson *et. al.*, en las que se logró observar la capas del nervio óptico y otras estructuras del interior del ojo con resoluciones de $\sim 10\mu\text{m}$, nunca antes alcanzadas [12, 13]. Estos resultados llevaron a que se realizaran multiples estudios durante la década de los 90s, enfocadas en el monitoreo y diagnostico de enfermedades maculares [8], como edemas maculares [14, 15], agujeros maculares [16], coriorretinopatía serosa central [17] y degeneración de la macula relacionada con la edad y a la neovascularización coroidal [18]. También, fue posible medir el espesor de la capa del nervio óptico, que se relaciona con el glaucoma, permitiendo diferenciar ojos sanos de aquellos con glaucoma [19].

La capacidad de realizar imágenes de tejidos transparentes como la retina se logra gracias a la alta sensibilidad de OCT, la cual puede llegar a -125 dB ($10^{12.5}$ veces la intensidad incidente), aún así, en una gran cantidad de aplicaciones en las que se emplea OCT, los tejidos no son transparentes y esparcen una gran cantidad la luz. En estas aplicaciones la sensibilidad se convierte en un factor importante al considerar que la luz es atenuada a medida que se propaga a través del tejido, por lo que la sensibilidad limita la máxima profundidad que puede ser detectada [7]. Posteriormente, se encontró

que utilizar longitudes de onda en el infrarrojo cercano, entre 1000 – 1300 nm, reduce la atenuación por esparcimiento, permitiendo mayores profundidades de penetración. Un ejemplo de esto se evidencia en en trabajo de Brezinski *et. al.*, quienes demostraron experimentalmente que en la epiglotis humana la capacidad de penetración es mayor con 1300 nm comparado con 850 nm, dado que los principales absorbentes de los tejidos, la melanina y la hemoglobina, poseen una mayor absorción de las longitudes de onda en el espectro visible, en comparación con el infrarrojo [20].

En OCT, el contraste se relaciona con la capacidad de esparcir que tiene de la muestra, por lo que se revelan zonas con diferentes propiedades ópticas y no necesariamente tejidos con distintas morfologías. Por este motivo, se han realizado varias comparaciones de imágenes de tejidos *ex-vivo* obtenidas por OCT e histología, una técnica médica estándar en la que el contaste se basa en tintes que realzan tejidos específicos, con el fin de validar las estructuras que se observan en las imágenes de OCT [15, 21]. De esta manera, se puede comprobar en que aplicaciones OCT puede complementar a la histología, la cual no permite realizar imágenes *in-vivo* ya que sus procedimientos requieren la extracción del tejido y demandan tiempos para preparar la muestra, realizar el seccionado y la tinción. En estos estudios se han comparado imágenes de patologías gastrointestinales [21], biliares [22], del aparato reproductor femenino [23], pulmonares [24] y urinarias [15].

Aunque OCT ha sido fuertemente desarrollada en oftalmología [25], debido al fácil acceso mediante luz al ojo, existen otras áreas de aplicación como la imagen intravascular mediante catéter [26], la endoscopía [27], la oncología [28], la neurología [29], la cardioloxía [30], la dermatología [31] y la odontología [32]. Adicionalmente, OCT es aplicable en otras áreas, por fuera de la medicina, en las que se desea realizar imágenes no destructivas de muestras que sean accesibles con luz [33]. Entre estas aplicaciones destaca la botánica, en donde OCT se puede aplicar para obtener imágenes de estructuras internas de plantas con el fin de estudiar su morfología [34–36], logrando incluso realizar

análisis patológico [37–39] o estudios de respuestas a factores externos [40]. La necesidad de obtener imágenes *in-vivo* y en tiempo real con alta resolución y profundidad, ha hecho que se propongan diferentes esquemas experimentales que han sido posibles con el desarrollo de las tecnologías que involucran su implementación.

1.3. Configuraciones de OCT

Al tratarse de una técnica interferométrica, OCT se basa en la medición de la interferencia producida entre la muestra y un espejo de referencia mediante un montaje como el que se ilustra en la Fig. 1-1, en donde la fuente de iluminación se divide en dos haces que se hacen incidir respectivamente sobre la muestra y el espejo de referencia, para luego capturar la interferencia que se produce entre los haces reflejados por cada uno. Los elementos claves del montaje son la fuente de iluminación, el sistema de detección y el espejo de referencia, lo que conlleva a que existan varias configuraciones experimentales donde los sistemas mencionados funcionan de distintas formas con el fin de realizar un escaneo axial de la muestra de diferentes maneras. No obstante, en todas las configuraciones de OCT el escaneo lateral se realiza desplazando el haz de iluminación sobre la muestra. En esta sección se explicarán las implementaciones experimentales de OCT desde un punto de vista de desarrollo, ya que los conceptos teóricos se profundizarán más adelante en el trabajo, con el fin de resaltar las ventajas y desventajas de cada una.

1.3.1. OCT de primera generación

En la primera generación de OCT, conocida como OCT en el dominio del tiempo (TD-OCT, siglas en inglés de *Time-Domain OCT*), el escaneo en profundidad de la muestra se realiza desplazando axialmente el espejo de referencia y capturando en cada posición la intensidad de la interferencia con un foto detector [5]. Esta técnica presenta la desventaja de que es difícil desarrollar sistemas mecánicos rápidos con las resoluciones axiales típicas de OCT que alcancen los rangos máximos necesarios, que son del orden

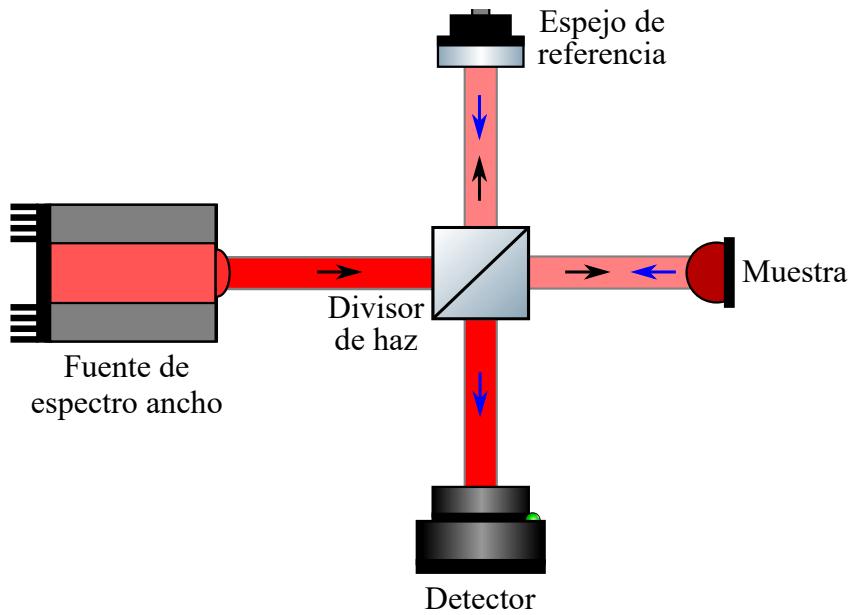


Figura 1-1: Esquema básico de OCT basado en interferometría de baja coherencia, utilizando un interferómetro de Michelson.

de milímetros, limitando las velocidades de escaneo a $\sim < 2$ kHz. Además, la sensibilidad se ve afectada por el hecho de que la intensidad de cada punto se captura en momentos diferentes, por lo que cualquier cambio en la muestra o en el sistema puede afectar la señal detectada, lo que reduce el contraste y la profundidad máxima de detección. Por esta razón, en TD-OCT se requieren muestras estáticas, fuentes de iluminación estables y sistemas de actuación del espejo precisos, limitando las aplicaciones en las cuales puede emplearse.

1.3.2. OCT de segunda generación

Como alternativa al esquema anterior, en 1995 Fercher *et. al.* propusieron cambiar el foto detector por un espectrómetro con una cámara lineal, para capturar el espectro de la interferencia y convertir el espectro medido en un patrón de interferencia mediante la transformada de Fourier, gracias a la relación que existe entre el dominio espacial y el dominio frecuencial [41]. Esta idea, que por ahora se plantea de manera superficial pero que se profundizará más adelante en el documento, se basa en el hecho de que

la interferencia depende tanto de la diferencia de camino óptico como del número de onda, siendo equivalente medir la señal en cualquiera de los dos espacios. En el espectro medido, lo que se observa es una modulación de multiples señales periódicas cuyas frecuencias y amplitudes dan cuenta de la posición y cantidad de luz reflejada por cada capa de la muestra. Esta segunda generación, conocida como OCT en el dominio espectral (SD–OCT, siglas en inglés de *Spectral-Domain OCT*), presenta la ventaja de que el espectro contiene información de todas las profundidades, lo que mejora la sensibilidad del sistema ya que se mide la interferencia de todas las profundidades al mismo tiempo [42]. Esta configuración tuvo un gran impacto en el campo de la oftalmología, donde se usa ampliamente para diagnostico temprano de enfermedades del ojo, así como para estudiar su evolución durante tratamientos [43, 44]. Con SD–OCT se logró obtener imágenes *in-vivo* de la retina, lo cual no era posible con TD–OCT por su baja sensibilidad y tasa de adquisición, alcanzando incluso velocidades de muestreo de hasta 29 kHz con resoluciones de $6\mu\text{m}$, que permitieron la visualización en tiempo real [45]. La máxima tasas de adquisición alcanza los 312.5 kHz, con resoluciones de $9\mu\text{m}$, empleando cámaras CMOS [46], sin embargo, los altos costos de las cámaras de alta velocidad y sensibilidad limitan las tasas de adquisición a valores inferior a 50 kHz. Adicionalmente, SD–OCT se emplea en aplicaciones donde se pueden utilizar longitudes de onda cercanas a 840 nm, como es el caso de la oftalmología, rango espectral en el que está más desarrollada la tecnología de los detectores, en comparación con el rango 1.0–1.3 μm donde operan otras aplicaciones [7].

En esta configuración, la sensibilidad también depende de la profundidad, dado que las frecuencias más altas, que corresponden a las capas profundas, son menos muestreadas que las frecuencias bajas que son producidas por capas exteriores. Además, en la mayoría de sistemas de SD–OCT, el espectrómetro produce un espectro discretizado linealmente en la longitud de onda y no en el numero de onda, así que es necesario realizar una interpolación numérica para re-muestrear el espectro linealmente en el número de onda, antes de la transformada de Fourier, debido a la relación inversa que existe

entre estos dos. La interpolación numérica reduce la sensibilidad y aumenta los tiempos de procesamiento, lo que disminuye la tasa de adquisición en aplicación en tiempo real [47]. Finalmente, la información que se obtiene después de calcular la transformada de Fourier presenta una simetría respecto al eje central, donde se encuentra la diferencia de camino óptico cero, debido a la simetría de la transformada de Fourier, lo cual es indeseable ya que no permite diferenciar entre distancias positivas o negativas respecto a la distancia cero, además de que reduce el número de pixeles efectivos a la mitad [43].

Otra variante de OCT de segunda generación se basa en el uso de una fuente de barrido, con la cual se mide la interferencia usando un fotodetector a medida que se ilumina la muestra con un espectro angosto que se barre dentro de rango espectral mayor [48]. De esta manera, el escaneo axial de la muestra se realiza cambiando el número de onda con el que se produce la interferencia en lugar de desplazar el espejo de referencia, como en TD-OCT, o de capturar todo el espectro simultáneamente, como en SD-OCT. Por este motivo, esta configuración, conocida como OCT de fuente de barrido (SS-OCT, siglas en inglés de *Swept-Source OCT*), se agrupa junto con SD-OCT en una categoría conocida como Interferometría Óptica en el Dominio Frecuencial (OFDI, siglas en inglés de Optical Frequency Domain Interferometry). El concepto básico de SS-OCT se propuso en patentes de 1991 y fue demostrado experimentalmente en 1997, cuando se logró implementar la tecnología necesaria para las fuentes de barrido [48, 49]. Posteriormente, el desarrollo tecnológico permitió reconocer que con esta técnica se puede alcanzar una mayor tasa de adquisición, empleando fuentes con barridos más rápidos. En 2005, se demostró el uso de una fuente con una red de difracción y un espejo poligonal que permitió realizar escaneos a 115 kHz [50].

Actualmente se encuentran disponibles fuentes de barrido comerciales que alcanzan velocidades de hasta 200 kHz. Además de su alta tasa de escaneo, SS-OCT también presenta una mayor sensibilidad que TD-OCT, al operar en el dominio de Fourier, incluso puede ser mejor que la sensibilidad en SD-OCT, ya que la fuente de barrido

puede operar de manera lineal en el número de onda [51]. Sin embargo, la alta velocidad de barrido puede producir una desincronización entre el sistema de detección y la fuente de barrido, resultando en un corrimiento en el número de onda que se traduce en una inestabilidad en la fase de la señal capturada [52], problema que tiene implicaciones negativas en aplicaciones sensibles a la fase como OCT de efecto Doppler [53]. En términos generales, SS-OCT actualmente no es muy utilizada en equipos comerciales por los altos costos que involucra su implementación, salvo en aplicaciones como la gastroenterología [54] o la cardiología [55] donde es imperativo su uso, ya sea porque se requieren velocidades de adquisición muy altas para que el movimiento del paciente no sea influyente o porque se requieren longitudes de onda entre 1.0–1.3 μm .

1.4. Planteamiento del problema

Desde sus inicios, OCT ha tenido un crecimiento exponencial en la cantidad de publicaciones que se producen anualmente, entre las diversas áreas de la medicina que abarca, así como los dispositivos y procedimientos con los que se realizan las imágenes, haciendo que esta técnica sea de gran interés en el ámbito de la investigación, que involucra un trabajo colaborativo de múltiples áreas como la medicina, la óptica y la instrumentación [6]. Por este motivo, el Grupo de Óptica Aplicada ha adquirido interés en llevar a cabo investigaciones relacionadas con esta técnica, logrando trabajos concluyentes en el ámbito del posprocesamiento de la imágenes para mejorar su visualización [56] y la implementación a nivel de laboratorio de un sistema de primera generación para muestras *ex-vivo* [57]. El sistema operaba con una velocidad de escaneo muy baja por limitaciones instrumentales, dando lugar a la idea de desarrollar un sistema de segunda generación, con el cual se pueda obtener imágenes de muestras *ex-vivo* con una mayor tasa de adquisición. Inicialmente, se planteó el desarrollo de un sistema de SS-OCT ya que este presenta una alta velocidad y sensibilidad, sin embargo, su implementación exige instrumentos muy especializados, los cuales tienen un alto costo en el mercado. Por esta razón, se propuso la implementación de un sistema

de SD-OCT, que tiene ciertas ventajas frente a las otras dos técnicas; por un lado, se pueden alcanzar una mayor velocidad de escaneo y sensibilidad que en TD-OCT, y por otro lado, sus implementación es menos costosa comparada con SS-OCT. Como primera aproximación experimental, en el marco de un trabajo anterior se intentó utilizar como sistema de detección un mini-espectrómetro disponible en las instalaciones del laboratorio, encontrando que su baja resolución espectral y alto ruido no permiten su uso en esta aplicación. A raíz de esto, surgió la necesidad de tener un espectrómetro especializado para SD-OCT, los cuales tienen un costo mayor que los espectrómetros genéricos, dado que requieren cierta características para ser usados en esta aplicación.

La técnica de SD-OCT se basa en capturar el espectro de interferencia producido entre la muestra y un espejo que permanece estático a diferencia de TD-OCT. En términos simples, un *espectro* es una cuantificación de la distribución de fotones según su energía, longitud de onda o frecuencia, siendo estos equivalentes [58]. Cuando se tiene una fuente quasi-monocromática, la medida de la intensidad es directamente su espectro ya que la fuente está compuesta por una única longitud de onda. Ahora bien, al considerar una fuente policromática, lo que se tiene es una adición de fuentes monocromáticas, por lo que al medir su intensidad se obtendrá una combinación de la intensidad de todas las longitudes de onda que la componen, pero para registrar un espectro, se necesita conocer la intensidad de cada componente espectral de la fuente por separado. El instrumento que permite realizar esto es denominado *espectrómetro*, el cual comúnmente se basa en los fenómenos de dispersión y/o difracción para desviar la dirección de propagación de la luz en función de la longitud de onda, de forma tal que se pueda obtener una separación espacial, donde en cada posición la intensidad medida corresponde a la intensidad de una componente espectral [59]. Otros tipos de espectrómetros, no basados en dispersión, hacen uso de la transformada de Fourier para obtener el espectro a partir de interferometría [60], o utilizan cristales líquidos para modular la luz y así obtener el espectro a través de múltiples medidas [61].

Las propiedades del espertrómetro influyen de manera significativa en las características de las imágenes obtenidas por SD-OCT debido a que mide un espectro discreto. Por un lado, la respuesta espectral puede afectar la sensibilidad del sistema y por otro lado, la resolución espectral determina la profundidad máxima que puede ser muestreada, mientras que el ancho espectral determina la resolución axial. En este sentido, dado que el número de pixeles del detector es finito, en el diseño de un espertrómetro debe considerarse una relación entre la profundidad máxima y la resolución axial [62]. En SD-OCT, se emplean espertrómetros dispersivos-difractivos, que típicamente producen un espectro linealmente muestreado en la longitud de onda. No obstante, la relación entre el dominio espacial y el dominio frecuencial se presenta entre la posición axial y el número de onda, el cual tiene una relación inversa con la longitud de onda. Por este motivo, previo al computo de la transformada de Fourier, es necesario realizar una interpolación de la señal para obtener un espectro muestreado linealmente en el espacio del número de onda. Una alternativa para lograr esto es utilizar una señal de calibración que relacione la longitud de onda con el número de onda, obtenida con una muestra de referencia con una única capa reflectiva, como un vidrio óptico, con el cual debe obtenerse una señal periódica con una única frecuencia [9]. Aunque estas correcciones de software son ampliamente usadas, traen dos inconvenientes relacionados con los cálculos numéricos; el incremento del tiempo de procesamiento y el deterioro de la sensibilidad de la señal, tal como se ha demostrado experimentalmente [63]. Por este motivo, se han propuesto trabajos en los que se combinan una red de difracción y un prisma de tal forma que el efecto de ambos se complementan, generando un espectro linealmente espaciado en el dominio del número de onda [62–66], eliminando la etapa de interpolación de la señal.

Con base en lo anterior, y con el interés de realizar un montaje experimental de un sistema de SD-OCT a nivel de laboratorio orientado a observar y analizar muestras biológicas como especímenes botánicos, este trabajo propone el diseño y la implementación a nivel de laboratorio de un espertrómetro lineal en el número de onda que pueda ser usado en esta técnica.

1.5. Objetivos

1.5.1. Objetivo general

Diseñar e implementar un especlómetro usando una red de difracción para ser usado en la técnica de tomografía de óptica de coherencia de segunda generación a nivel de laboratorio.

1.5.2. Objetivos específicos

- Evaluar a partir de la bibliografía las características y configuraciones de los diferentes tipos de redes de difracción utilizadas en espectroscopía.
- Caracterizar la respuesta de la cámara CCD disponible actualmente (referencia LC100/M) para tener en cuenta como criterio en el diseño del especlómetro.
- Diseñar un sistema óptico en OpticStudio donde se seleccionen los elementos ópticos comerciales con base en la red de difracción seleccionada y la respuesta de la cámara.
- Diseñar el sistema opto-mecánico que integre los componentes de manera estable y permita la alineación del especlómetro.
- Analizar los efectos mecánicos sobre los componentes ópticos para hacer correcciones mediante post procesamiento o rediseño.
- Realizar un montaje a nivel de laboratorio del especlómetro que permita la evaluación y comprobación en un sistema de tomografía óptica de coherencia.

1.6. Estructura del documento

Este documento se divide en cuatro capítulos, siendo el primero de ellos esta etapa introductoria. El segundo capítulo tiene el fin de establecer conceptos y criterios de

diseño desde la perspectiva de SD-OCT y de la espectroscopía, que fueron empleados en el diseño del espeíctrómetro y que se mencionan en el desarrollo de este trabajo. Este se compone de dos partes; en la primera se abordan aspectos teóricos y prácticos en relación al funcionamiento de la técnica OCT, para luego describir más a fondo el funcionamiento de la técnica SD-OC, mientras que en la segunda parte se mencionan conceptos relacionados con la espectroscopía y el diseño de espeíctrómetros. El modelo matemático desarrollado en la primera parte de ese capítulo es importante en este trabajo ya que establece los fundamentos teóricos y conceptuales que dan pie a los criterios de diseño que fueron considerados. Posteriormente, en el tercer capítulo, se describe el proceso de diseño y se analiza el montaje óptico propuesto desde un punto óptico y mecánico. En una primera parte, se aborda el proceso de diseño óptico, describiendo la selección de cada componente óptico, para finalmente analizar y evaluar las características ópticas del espeíctrómetro que determinan su funcionalidad, mientras que en la segunda parte, se describe una propuesta de montaje mecánico para acoplar el sistema óptico, al igual que se muestran algunos análisis de elementos finitos que sirvieron para estudiar los efectos de las cargas mecánicas en los componentes. En el cuarto capítulo, se describe la implementación experimental que incluye la metodología de alineación que se siguió para realizar el montaje, así como el desarrollo del software de adquisición de datos, el proceso de calibración del espeíctro, y los resultados obtenidos con el montaje. Esta implementación experimental sirvió como prueba de concepto para validar el funcionamiento del espeíctrómetro diseñado, en especial su linealidad en el número de onda. Finalmente, se presentan las conclusiones del trabajo y se describen algunas consideraciones para los trabajos futuros relacionados con la adecuación del espeíctrómetro en el sistema de SD-OCT.

2. Aspectos teóricos y prácticos

En este capítulo se abordarán los conceptos básicos relacionados con OCT, para luego centrarse en la configuración de SD-OCT, con el propósito de describir su funcionamiento y establecer aspectos teóricos y prácticos que se deben tener en cuenta en el diseño e implementación de un espectrómetro para esta técnica. En una segunda parte, se describe el funcionamiento de un espectrómetro dispersivo y las configuraciones ópticas que se emplean, para luego introducir algunos conceptos relacionados a las características de estos instrumentos.

2.1. Tomografía de coherencia óptica

El término *tomografía* se refiere a cualquier técnica de generación de imágenes volumétricas que opere a partir de obtención de imágenes de secciones o “cortes” de la muestra, de ahí que la palabra se componga de las raíces *tomas* (sección) y *grafía* (representación) [67]. En el ámbito de la medicina, las técnicas de tomografía funcionan mediante la medición de la retroreflexión de ondas que se hacen incidir sobre la muestra, logrando así obtener información del interior de los tejidos biológicos. Por ejemplo, en el caso del ultrasonido se emplean ondas sonoras y se mide el *eco*, compuesto por la magnitud y el tiempo de retraso de las ondas que son reflejadas por la muestra [68]. Bajo esta idea, surge la propuesta de reemplazar el sonido por luz, idea que inicialmente presentó varios problemas dado que para medir el eco de ondas de luz se requieren sistemas mucho más rápidos que los requeridos en el ultrasonido, debido a que la velocidad de la luz es ~ 6 órdenes de magnitud mayor que la del sonido. Las primeras mediciones del eco de la luz se obtuvieron utilizando láseres controlados con efecto Kerr para lograr obturaciones del orden de los picosegundos [69]. Dada esta limitación, se propuso utilizar interferometría de baja coherencia para medir el eco de la luz retroreflejada por la muestra en términos de diferencias de camino óptico respecto a una superficie de referencia, logrando realizar medidas de tejidos biológicos con alta sensibilidad [70].

2.1.1. Configuraciones de OCT

La interferometría de baja coherencia, también conocida como interferometría de luz blanca, consiste en capturar el patrón de interferencia producido entre un haz de referencia y un haz objeto empleando una fuente con un ancho espectral que para OCT puede ser 50 – 200 nm. La fuente de espectro ancho se divide en dos caminos utilizando un divisor de haz, uno de los haces es reflejado por un espejo de referencia mientras el otro es reflejado por la muestra. Luego, ambos haces se recombinan generando un patrón de interferencia que dependerá del ancho espectral de la fuente, la diferencia de camino óptico que hay entre ambos caminos y la reflectividad de la muestra y el espejo. La ventaja de utilizar una fuente de baja coherencia radica en que la interferencia entre los haces solo se produce en la región donde la diferencia de camino óptico se encuentre dentro de la longitud de coherencia de la fuente, por lo que existe una relación inversa entre la resolución axial y la coherencia temporal de la fuente [7]. Esto significa que la interferencia será producida por el espejo de referencia y aquella región de la muestra que se encuentra ubicada a una distancia tal que cumple con la condición de interferencia [70]. En este sentido, si se desplaza el espejo de referencia, cambiará la longitud de camino óptico de referencia y por tanto la región de la muestra que interfiere con el espejo se habrá desplazado también. Bajo este esquema se realiza el escaneo de la muestra en tomografía de coherencia óptica en el dominio temporal (TD–OCT, por las siglas en inglés de time–domain OCT), la primera configuración de OCT, en la que se utiliza un fotodetector para capturar la intensidad a medida que se desplaza el espejo de referencia [5]. La señal obtenida se conoce como escaneo tipo A o *A-line*, término proveniente del ultrasonido.

Una segunda modalidad de OCT conocida como tomografía de coherencia óptica en el dominio de Fourier (FD–OCT, por las siglas en inglés de *Fourier–domain OCT*), hace uso de la relación que existe entre el dominio espacial, referido a la posición axial, y el dominio espectral, referido al número de onda, para mantener el espejo de referencia

estático y obtener el perfil de la muestra para todas las posiciones axiales a la vez. Una forma de lograr esto es reemplazando el fotodetector por un espectrómetro, de manera que cada *A-line* se obtiene mediante la transformada de Fourier del espectro capturado [41], lo que se conoce como OCT en el dominio espectral (SD-OCT). El uso de espectrómetros con detectores lineales de alta velocidad reduce el tiempo de adquisición de datos drásticamente para SD-OCT respecto a TD-OCT. Adicionalmente, ha sido demostrado experimentalmente que SD-OCT presenta una mayor sensibilidad debido a que obtiene la señal para todas las profundidades al mismo tiempo [51]. Estas ventajas mejoraron el desempeño de OCT en aplicaciones médicas *in-vivo*, convirtiéndola en una técnica de gran interés en términos de investigación y desarrollo.

La investigación y desarrollo instrumental de fuentes de iluminación permitieron el auge de una segunda variante de FD-OCT conocida como OCT con fuente de barrido (SS-OCT), la cual emplea una fuente con un espectro estrecho que se mueve dentro de un rango ancho, es decir, la fuente hace un barrido de longitudes de onda dentro del rango espectral de funcionamiento a medida que se captura la intensidad con un fotodetector [48]. De esta manera se obtiene el espectro de la interferencia en lugar de utilizar un espectrómetro. La ventaja que presenta SS-OCT es la reducción de los tiempos de adquisición de datos, debido a que la velocidad de barrido de las fuentes desarrolladas actualmente pueden llegar a ser de ~ 200 kHz, mientras que la velocidad de los detectores lineales usados en los espectrómetros se limita a máximo ~ 50 kHz con valores típicos inferiores a 10 kHz [7]. En las tres modalidades de OCT se requiere un sistema de escaneo para desplazar el haz sobre la muestra. Si se mueve el haz en una dirección lateral y en cada posición se captura un *A-line* lo que se obtiene es una sección transversal del objeto, a lo que se le denomina escaneo tipo B o *B-scan*. Luego, para obtener un tomograma, se desplaza el haz en una dirección perpendicular a la anterior y en cada posición se captura un *B-scan* [71].

2.1.2. Interferometría de baja coherencia

En OCT puede emplearse un interferómetro de Michelson como el que se presenta en la Fig. 2-1 para realizar interferometría de baja coherencia entre los campos reflejados por la muestra y una superficie de referencia. Bajo este esquema, la fuente de iluminación es separada en dos haces por un divisor de haz, por lo que uno de los haces es reflejado por un espejo de referencia mientras el otro es reflejado por la muestra. Los haces se recombinan por el mismo divisor de haz para producir la interferencia que es digitalizada por un detector. Para entender las condiciones de funcionamiento de un sistema de OCT y como mediante el registro de patrones de interferencia se puede obtener información en profundidad, se presenta un desarrollo del modelo matemático asociado a la interferometría de baja coherencia. Consideremos que el campo eléctrico emitido por la fuente policromática es $E_i = s(k, \omega) e^{i(kz - \omega t)}$, donde $s(k, \omega)$ es la amplitud compleja del campo definida en función del número de onda $k = 2\pi/\lambda$ y la frecuencia angular $\omega = 2\pi\nu$, siendo λ la longitud de onda y ν la frecuencia, relacionadas con la velocidad de la luz c y el índice de refracción del medio $n(\lambda)$ mediante $c/n(\lambda) = \lambda\nu$.

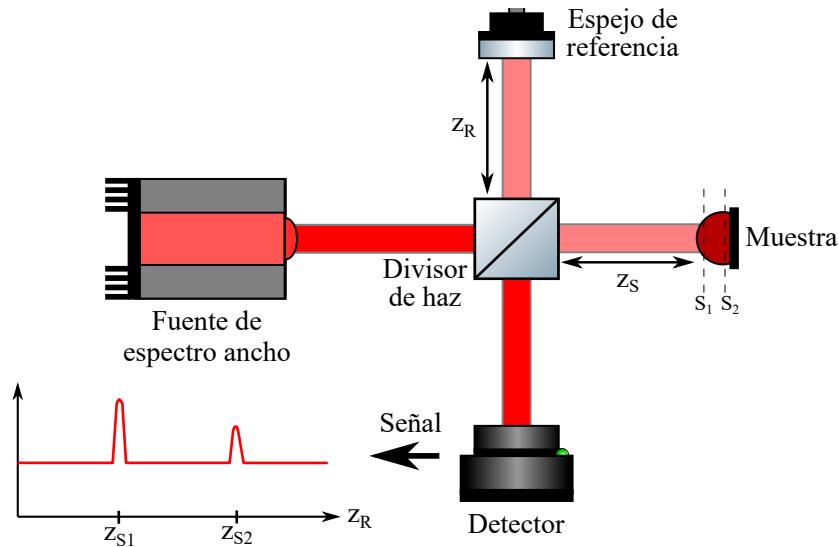


Figura 2-1: Esquema básico de OCT basado en interferometría de baja coherencia, utilizando un interferómetro de Michelson. La región de la muestra que interfiere con el espejo de referencia es aquella ubicada a una distancia tal que la diferencia de camino óptico esté dentro de la longitud de coherencia de la fuente.

Por simplicidad, se considerará que los campos se propagan en el espacio libre, es decir, se omitirá el efecto del índice de refracción en las distancias de propagación. Asumamos que el divisor de haz separa el campo incidente en dos campos, cada uno con la mitad de la intensidad inicial, sin dependencia alguna en la longitud de onda. El haz de referencia se propaga una distancia z_R , donde se encuentra ubicado un espejo de reflectividad r_R y reflectancia $R_R = |r_R|^2$, siendo reflejado de vuelta hacia el divisor de haz. En este punto el haz de referencia puede describirse como $E_R = \frac{E_i}{\sqrt{2}}r_Re^{i2kz_R}$, donde el término exponencial es el resultado de la doble propagación. Por otra parte, el haz objeto se propaga una distancia r_S hasta llegar a la muestra que tiene reflectividad r_S y reflectancia $R_S = |r_S|^2$. En especímenes biológicos, el índice de refacción varía de manera continua, por lo que la reflectividad en cada posición cambia según la ecuación

$$r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2},$$

conocida como la ecuación de Fresnel [72]. En este sentido, la muestra puede considerarse como una serie de superficies cuya reflectividad $r_S(z_S)$ varía en función de la profundidad. Consideremos un número discreto N de reflectividades reales,

$$r_S(z_S) = \sum_{n=1}^N r_{S_n} \delta(z_S - z_{S_n}),$$

donde $\delta(z_S - z_{S_n})$ es la función delta centrada en z_{S_n} . El objetivo en OCT es reconstruir la función $\sqrt{R_S(z_S)}$ de manera no invasiva a partir de medidas de interferometría de baja coherencia [7]. Esta función está codificada en el campo eléctrico reflejado por la muestra $E_S = \frac{E_i}{\sqrt{2}} \sum_{n=1}^N r_{S_n} e^{i2kz_{S_n}}$. De regreso al divisor de haz, la intensidad de los haces se reduce en un factor de 2 y sus campos eléctricos se superponen, generando un patrón de interferencia. La intensidad capturada por el fotodetector se expresa como

$$I_D(k, \omega) = \rho \left\langle \left| \frac{E_R}{\sqrt{2}} + \frac{E_S}{\sqrt{2}} \right|^2 \right\rangle,$$

donde ρ es la respuesta del detector y $\langle \rangle$ es el promedio temporal, dado que la señal del fotodetector es el resultado de una integración de la intensidad durante un intervalo de tiempo. Reemplazando E_R y E_S obtenemos

$$I_D(k, \omega) = \frac{\rho}{2} \left\langle \left| \frac{s(k, \omega)}{\sqrt{2}} r_R e^{(2kz_R - \omega t)} + \frac{s(k, \omega)}{\sqrt{2}} \sum_{n=1}^N r_{S_n} e^{(i2kz_{S_n} - \omega t)} \right|^2 \right\rangle.$$

Al realizar el promedio temporal el término ωt se elimina al considerar que $|E|^2 = EE^*$, esto significa que la intensidad es independiente del tiempo, lo cual tiene sentido debido a que la frecuencia de oscilación ν es mucho más rápida que el tiempo de integración del detector. Luego de desarrollar los términos de la expresión se obtiene que

$$\begin{aligned} I_D(k) &= \frac{\rho}{4} \left[S(k) \left(R_R + \sum_{n=1}^N R_{S_n} \right) \right] \dots \\ &+ \frac{\rho}{2} \left[S(k) \sum_{n=1}^N \sqrt{R_R R_{S_n}} \cos(2k[z_R - z_{S_n}]) \right] \dots \\ &+ \frac{\rho}{4} \left[S(k) \sum_{n \neq m=1}^N \sqrt{R_{S_n} R_{S_m}} \cos(2k[z_{S_n} - z_{S_m}]) \right], \end{aligned} \quad (2.1)$$

donde $S(k) = |s(k)|^2$ es el espectro de la fuente. Se puede ver que la Eq. (2.1) se compone de tres términos. El primero de ellos es un término independiente de la longitud de camino óptico que corresponde a un escalamiento del espectro de la fuente. Este término se conoce como componente “DC” ya que es un término constante en la intensidad medida [7]. Su valor predomina en la señal respecto a las otras componentes, dado que la reflectancia del espejo de referencia es generalmente alta. Por este motivo se prefiere utilizar un divisor de haz 90/10 ó 99/1 y así regular la relación de intensidad referencia/objeto. El segundo término corresponde a la correlación cruzada entre el campo de referencia y el campo objeto y se compone por el espectro de la fuente modulado por una función coseno y escalado por el término $\sqrt{R_R R_{S_n}}$. Esta es la señal de interés en OCT, la cual generalmente es menor a la componente DC por la presencia de la raíz cuadrada. El último término mide la correlación entre los di-

ferentes reflectores de la muestra, es decir, la autocorrelación del campo objeto. Esta componente indeseada se denomina “artefacto” y se puede disminuir en relación a los otros términos aumentando la intensidad en el haz de referencia. Adicionalmente, este término presenta una frecuencia alta, dado que la distancia entre las capas de la muestra es muy pequeña [7]. De hecho, este término da lugar a un fenómeno conocido como *speckle*, dado que la inhomogeneidad de la muestra produce una interferencia con un comportamiento aleatorio, generando un patrón *granulado* en la imagen [73]. Este se puede suprimir mediante posprocesamiento [56].

Considerando un solo reflector ($N = 1$) en la muestra, la Eq. (2.1) se reduce a

$$I_D(k) = \frac{\rho}{4} S(k) (R_R + R_{S_1}) + \frac{\rho}{4} \sqrt{R_R R_{S_1}} S(k) \cos(2k[z_R - z_{S_1}]), \quad (2.2)$$

y puede ser reescrita como $I_D(k) = S(k)(a + b \cos \phi)$. Esto significa que la señal obtenida es el espectro de la fuente escalado por una constante y modulado por una función periódica de frecuencia $\frac{\pi}{z_R - z_S}$, tal como se muestra en la Fig. 2-2, en donde se ilustra que para multiples reflectores la señal está modulada por multiples funciones periódicas cuya frecuencia y amplitud depende de la posición y reflectividad de la superficie que la genera. De esta forma se evidencia la importancia de la selección de $S(k)$, de cuyos parámetros (forma, ancho espectral Δk y longitud de onda central $\lambda_0 = \frac{2\pi}{k_0}$) dependerá la función respuesta al impulso axial, conocida como función de dispersión de punto (PSF_z) y por tanto la resolución axial [74]. Entre más pequeño sea $z_R - z_S$, más ancho tiene que ser el espectro de la fuente para lograr detectar la modulación de la interferencia, es decir, la resolución axial es mayor cuanto más incoherente es la fuente. Esta relación conlleva al concepto de función de coherencia $\gamma(z)$ que mide el grado de coherencia de la fuente y que determina la diferencia de camino óptico máxima con la cual puede generarse interferencia. Esta función se define como $\gamma(z) = \mathcal{F}\{S(k)\}$, donde $\mathcal{F}\{\}$ representa la operación transformada de Fourier.

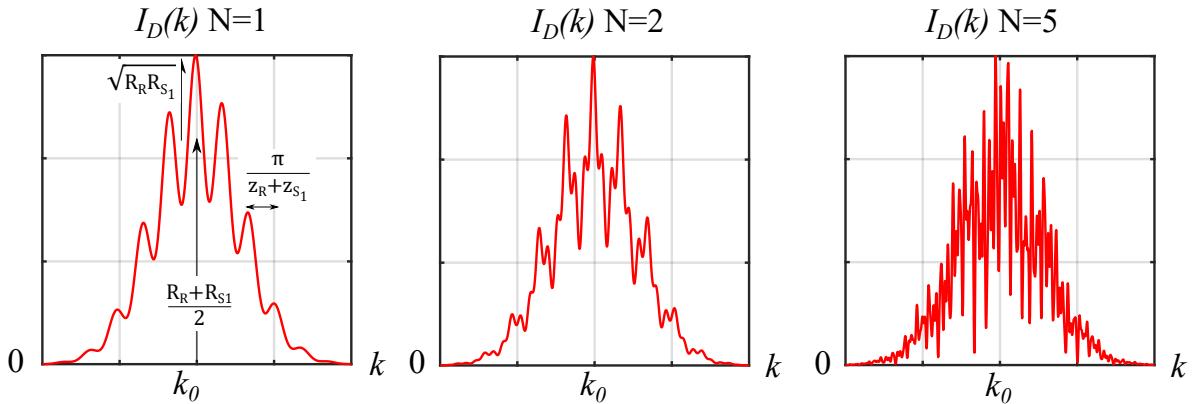


Figura 2-2: Intensidad medida por el detector con diferentes números de reflectores N en la muestra. Cada reflector aporta tanto a la componente DC como a la modulación de la señal, produciendo funciones periódicas con amplitud $\sqrt{R_R R_{S_n}}$ y frecuencia $\frac{\pi}{z_R - z_{S_n}}$.

En OCT se suelen utilizar fuentes con una distribución espectral gaussiana con el fin de aprovechar las propiedades de la transformada de Fourier de esta función. De esta manera, la función de coherencia también es una función gaussiana con un ancho que se relaciona de manera inversa con el ancho espectral de la fuente. Por lo anterior, las funciones $S(k)$ y $\gamma(z)$ pueden expresarse como

$$S(k) = \frac{1}{\Delta k \sqrt{\pi}} e^{-\left[\frac{(k-k_0)}{\Delta k}\right]^2} \xleftrightarrow{\mathcal{F}} \gamma(z) = e^{-z^2 \Delta k^2}, \quad (2.3)$$

en donde Δk representa la mitad del ancho cuando $S(k)$ vale $1/e = 0.3678$ de su valor máximo. En la Eq. (2.3) se observa la relación inversa entre el ancho de las dos funciones, ya que al aumentar el ancho Δk se disminuye el de $\gamma(z)$, esto se ilustra en la Fig. 2-3, en donde se muestran $S(k)$ y $\gamma(z)$ para dos valores de Δk diferentes. La resolución axial se define como la anchura a media altura (FWHM) de la PSF, el cual corresponde a la longitud de coherencia de la fuente l_c , que se expresa como

$$l_c = \zeta \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta k} = \zeta \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda}. \quad (2.4)$$

El valor de ζ depende de la distribución espectral de la fuente, para el caso de un espectro gaussiano $\zeta = 1$ mientras que para un espectro *flat-top* $\zeta = 1.186$ [75].

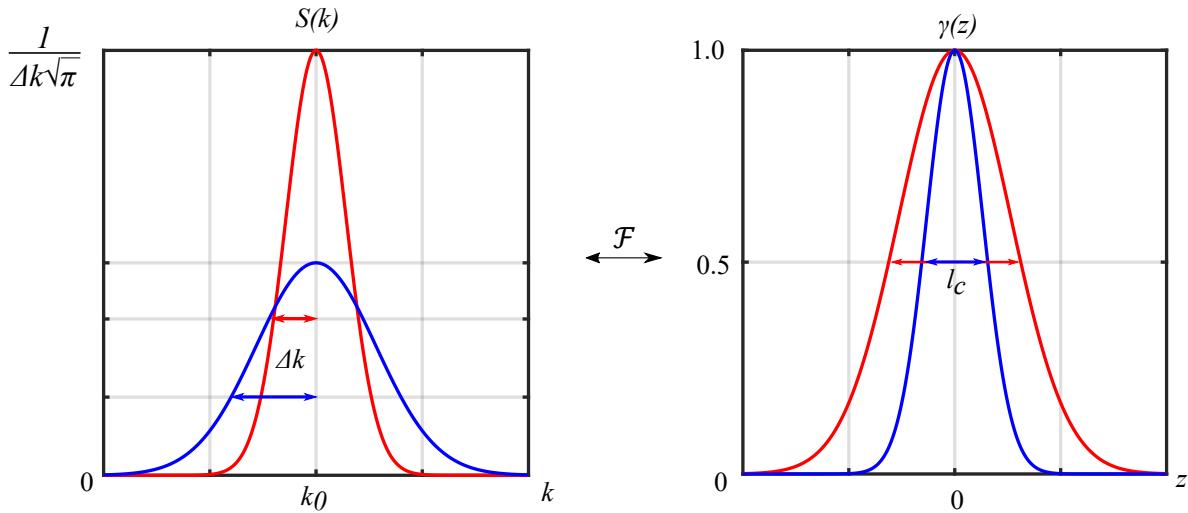


Figura 2-3: Ilustración de la relación entre el espectro de la fuente $S(k)$, caracterizada por Δk y k_0 , con su función de coherencia $\gamma(z)$ caracterizada por l_c , para dos anchos espectrales diferentes.

2.1.3. Interferometría de baja coherencia en el dominio de Fourier

La señal capturada en FD-OCT, ya sea con un espectrómetro o con una fuente de barrido, es precisamente $I_D(k)$, expresada mediante la Eq. (2.1). En la Fig. 2-4 se muestra un ejemplo de un sistema de SD-OCT, compuesto por una fuente de iluminación de baja coherencia, un interferómetro de fibra óptica, un sistema de escaneo lateral basado en un espejo rotatorio y un espectrómetro.

Dado que el objetivo es obtener el perfil de la muestra a lo largo de la profundidad z y no del número de onda, se debe tomar la transformada de Fourier de $I_D(k)$, la cual se puede obtener utilizando dos propiedades de la transformada de Fourier, *i.)* $\mathcal{F}\{\cos(kz_0)\} = \frac{1}{2}[\delta(z \pm z_0)]$ y *ii.)* $\mathcal{F}\{g(k)f(k)\} = \mathcal{F}\{g(k)\} \otimes \mathcal{F}\{f(k)\}$, resultando en

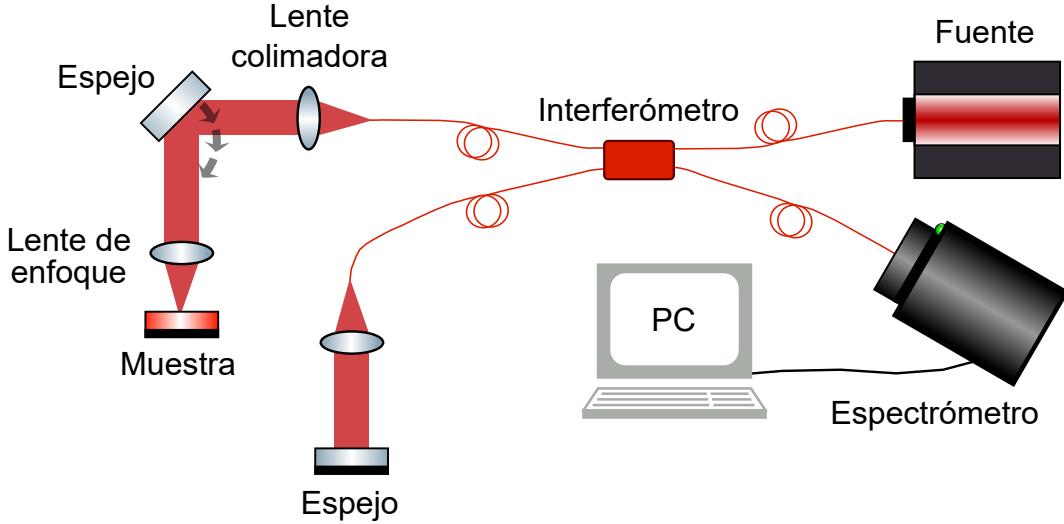


Figura 2-4: Esquema básico de un sistema de SD-OCT.

$$\begin{aligned}
 i_D(z) = & \frac{\rho}{8} \gamma(z) \left[R_R + \sum_{n=1}^N R_{S_n} \right] \\
 & + \frac{\rho}{4} \left[\gamma(z) \circledast \sum_{n=1}^N \sqrt{R_R R_{S_n}} \delta(z \pm 2[z_R - z_{S_n}]) \right] \\
 & + \frac{\rho}{8} \left[\gamma(z) \circledast \sum_{n \neq m=1}^N \sqrt{R_{S_n} R_{S_m}} \delta(z \pm 2[z_{S_m} - z_{S_n}]) \right], \tag{2.5}
 \end{aligned}$$

en donde \circledast representa la operación convolución, que puede ser operada aplicando la propiedad $f(z) \circledast \delta(z - z_0) = f(z_0)$, transformando la Eq. (2.5) en

$$\begin{aligned}
 i_D(z) = & \frac{\rho}{8} \gamma(z) \left[R_R + \sum_{n=1}^N R_{S_n} \right] \quad \text{"DC"} \\
 & + \frac{\rho}{4} \sum_{n=1}^N \sqrt{R_R R_{S_n}} \gamma[2(z_R - z_{S_n})] + \gamma[-2(z_R - z_{S_n})] \quad \text{"Correlación cruzada"} \\
 & + \frac{\rho}{8} \sum_{n \neq m=1}^N \sqrt{R_{S_n} R_{S_m}} \gamma[2(z_R - z_{S_n})] + \gamma[-2(z_R - z_{S_n})] \quad \text{"Auto correlación"}.
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

De esta forma, $i_D(z)$ puede verse como una sumatoria de funciones $\gamma(z)$ con posiciones y amplitudes diferentes. En la Eq. (2.6) se evidencia la presencia de los mismos tres términos de la Eq. (2.1) descritos previamente. El término DC sigue siendo el de mayor amplitud y se ubica en la posición $z = 0$. La componente de correlación cruzada se observa en la señal como una serie de picos ubicados en las posiciones $\pm 2(z_R - z_{S_n})$ y cuya amplitud depende de $\sqrt{R_R R_{S_n}}$, los cuales han sido ensanchados por la función $\gamma(z)$, de cuyo ancho dependerá la PSF axial del sistema y por tanto la resolución axial. Con lo anterior se muestra la necesidad de utilizar fuentes con espectros anchos, resultando en una función de coherencia con un ancho pequeño. El término de auto correlación aparece de manera similar al anterior, pero con picos de amplitud más pequeña, ubicados más cerca de la componente DC, debido a que la función periódica que los genera es de una frecuencia alta. Debe notarse que la señal es simétrica respecto a $z = 0$ debido a la dualidad de la función $\delta(z \pm 2[z_R - z_{S_n}])$ de la Eq. 2.5. Adicionalmente, las distancias donde aparecen los picos se encuentran duplicadas por el hecho de la doble propagación de los haces. En la Fig. 2-5 se muestra un ejemplo del *A-line* generado por una objeto simulado con tres reflectores.

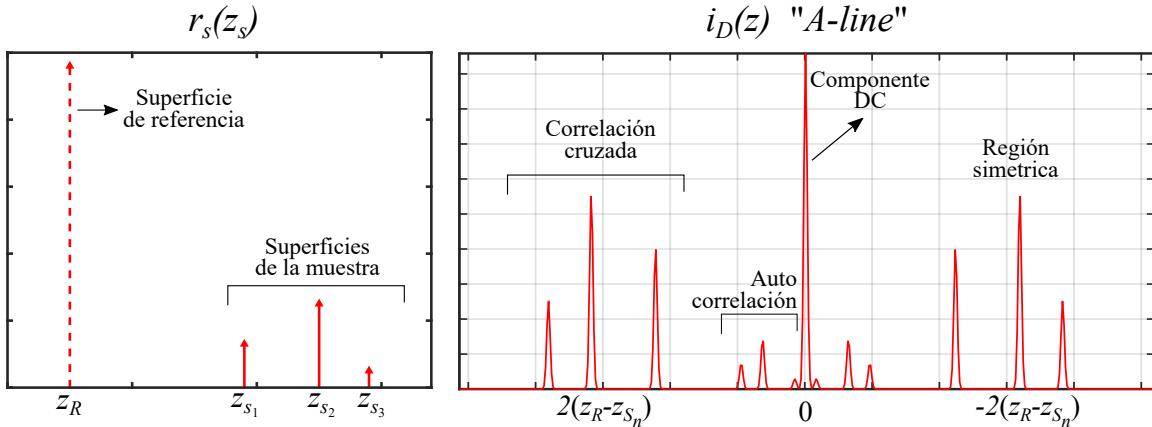


Figura 2-5: Ejemplo del *A-line* obtenido mediante FD-OCT para un objeto compuesto por tres superficies reflectivas. Se pueden observar los tres términos que componen a $i_D(z)$ y la simetría respecto a $z = 0$ debido a la dualidad de la transformada de Fourier.

2.1.4. Algunos parámetros prácticos de OCT

Una característica importante de OCT, que la diferencia de otras técnicas como la microscopía confocal, es la desarticulación de la resolución axial o en profundidad y resolución lateral [7]. En la sección anterior se describió como la resolución axial Δz es igual a la longitud de coherencia de la fuente l_c [Eq. (2.4)], y esta se expresada como

$$\Delta z = \zeta \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda}. \quad (2.7)$$

Se puede ver que Δz depende únicamente de la distribución espectral de la fuente de iluminación, caracterizada por su longitud de onda central λ_0 , ancho espectral $\Delta \lambda$ y factor de forma ζ . La Eq. (2.7) muestra que para aumentar la resolución se puede aumentar el ancho de la fuente o disminuir su longitud central, siendo esto último más eficiente dado que la relación es cuadrática. La selección de la longitud de onda es una tarea de gran importancia ya que la capacidad de penetración de la luz en la técnica OCT, y por tanto el rango axial, está ligada a la capacidad de absorción de la muestra. En términos prácticos, las fuentes de iluminación en OCT se concentran en el infrarrojo cercano (NIR), entre 840 – 1300 nm, debido a que la absorción de los tejidos es baja en este rango [76].

Por otro lado, la resolución lateral Δx se deriva de las propiedades del haz que es enfocado para iluminar la muestra, al igual que en la microscopía, ya que la región lateral de la muestra que se captura en cada *A-line* se corresponde con el tamaño físico del haz de iluminación. Si se considera un haz con una distribución gaussiana, enfocado por un sistema limitado por difracción de focal f y diámetro de pupila D , la resolución axial puede definirse como

$$\Delta x = \frac{4\lambda}{\pi} \frac{f}{D} = \frac{2\lambda}{\pi} \frac{1}{NA}, \quad (2.8)$$

donde $NA = D/2f$ es la apertura numérica del sistema de enfoque. Esta resolución está definida para el plano de enfoque del sistema. No obstante, como el tamaño del

haz aumenta al alejarse del plano de enfoque, es necesario definir una región de enfoque en la que la divergencia del haz es lo suficientemente pequeña para considerar que su tamaño es aproximadamente constante. Esta región se conoce como rango de Rayleigh z_R y se define como

$$2z_R = \frac{\pi\Delta x^2}{\lambda}. \quad (2.9)$$

La relación entre z_R y Δx muestra que aunque las resoluciones axial y lateral están desacopladas, existe una relación inversa entre la resolución lateral y la profundidad de campo que afecta la profundidad máxima, ya que a mayores profundidades, mayor será el tamaño del haz y por ende disminuirá considerablemente la resolución lateral. En OCT se suelen utilizar aperturas numéricas bajas, de manera que se aumenta la profundidad de campo, permitiendo mayores rangos axiales comparado con la microscopía confocal donde las aperturas numéricas son altas, limitando su capacidad de penetración [7]. Aún así, existe una modalidad conocida como microscopía de coherencia óptica (OCM) en donde se utilizan aperturas numéricas altas para obtener alta resolución lateral con el costo de reducir el rango axial [77].

Por otra parte, la relación que existe entre el muestreo en el dominio de Fourier y la longitud total en el dominio espacial hace que el rango axial en FD-OCT esté relacionado con la resolución Δk de la señal, determinada por la fuente de barrido en el caso de SS-OCT y por el espectrómetro en el caso de SD-OCT. Considerando un espectrómetro con N píxeles, la resoluciónpectral se expresa mediante [62]

$$\delta k = \frac{\Delta k_{\text{full}}}{N} = \frac{2\pi\Delta\lambda_{\text{full}}}{N\lambda_0^2}, \quad (2.10)$$

permitiendo definir el rango axial z_{\max} como

$$z_{\max} = \frac{\pi}{2\delta k}, \quad (2.11)$$

en donde $\Delta\lambda_{\text{full}}$ y Δk_{full} representan el rango de medición del espectrómetro en términos

de la longitud de onda y del número de onda respectivamente. El muestreo espacial δz es la división entre el rango axial y el número de píxeles

$$\delta z = \frac{z_{\max}}{N/2} = \frac{\lambda_0^2}{2\Delta\lambda_{\text{full}}}, \quad (2.12)$$

en donde se ha usado $N/2$ debido a que la dualidad de la transformada de Fourier [Eq. (2.6)], reduce en un factor de dos el número de píxeles efectivos. Con el fin de muestrear correctamente la señal de OCT, δk debe cumplir con el teorema Nyquist [43], que establece que $\delta z \leq \Delta z/2$, donde Δz es la resolución axial teórica, por lo que el rango espectral del espectrómetro debe cumplir la relación

$$\Delta\lambda_{\text{full}} \geq \zeta \frac{\pi}{2 \ln 2} \Delta\lambda. \quad (2.13)$$

De esta manera, al definir una fuente y por tanto $\Delta\lambda$, con la Eq. (2.13) se puede calcular el rango espectral mínimo que debe tener el espectrómetro para muestrear correctamente la señal de OCT, considerando que un sobremuestreo reduce el rango axial [62].

Hasta este punto, se expuso un marco teórico en relación a la técnica OCT, y en particular de la técnica SD–OCT, explicando su relación con las características del espectrómetro. A continuación se presentará un marco teórico del funcionamiento y diseño de un espectrómetro, para establecer conceptos que fueron útiles en el desarrollo de este trabajo. En este se expone una breve historia de la espectroscopía, mostrando las configuraciones ópticas más básicas, se explica el funcionamiento de un espectrómetro, haciendo énfasis en el elemento principal que produce la separación espectral, para finalizar resumir algunas consideraciones prácticas importantes en el diseño.

2.2. Espectrómetro dispersivo

La espectroscopía comenzó desde el trabajo de Isaac Newton, quien describió en *Opticks* el famoso experimento en el que empleaba un prisma para dispersar la luz solar [78]. A partir de allí, el espectrómetro sirvió como un importante instrumento de experimentación que sentó las bases para futuras explicaciones teóricas de la física. Por ejemplo, William Herschel describió la radiación infrarroja al notar el aumento de la temperatura de un termómetro ubicado más allá del espectro rojo, mientras que Joseph Von Fraunhofer pudo observar las líneas oscuras en los espectros de emisión de objetos astronómicos, como el sol, pero fueron Gustav Kirchhoff y Robert Bunsen quienes explicaron que al observar los espectros de los astros se observan líneas oscuras que corresponden al espectro de absorción de los vapores de la atmósfera [78]. Posteriormente, Lord Rayleigh describió los fundamentos teóricos del prisma y las redes de difracción, permitiendo que este último reemplazará al primero, debido a las ventajas que presenta como una mayor separación angular, lo cual fue posible gracias a que otros personajes trabajaran en la construcción detallada de redes de difracción [79].

El esquema más elemental de un espectrómetro dispersivo se ilustra en la Fig. 2-6 y consiste en una *abertura de entrada*, un *colimador* para asegurar que los rayos que inciden en el *elemento dispersivo* sean paralelos y un *sistema de enfoque* que lleva el espectro hacia la *abertura de salida* que puede ser un detector CCD [80]. El objetivo de un espectrómetro dispersivo es hacer imagen de la abertura de entrada en diferentes posiciones del plano de salida en función de la longitud de onda. Esto se logra con un elemento que separa la luz que le incide de forma tal que los rayos de salida se propaguen con ángulos diferentes según su longitud de onda. De esta manera, los rayos que son paralelos entre sí viajan paralelos y, según su ángulo de incidencia sobre el sistema de enfoque, son llevados a una posición diferente en el plano de salida. Como elemento dispersor, se puede utilizar tanto una red de difracción como un prisma, o incluso una combinación de ambos. El principio de funcionamiento de ambos se describe adelante.

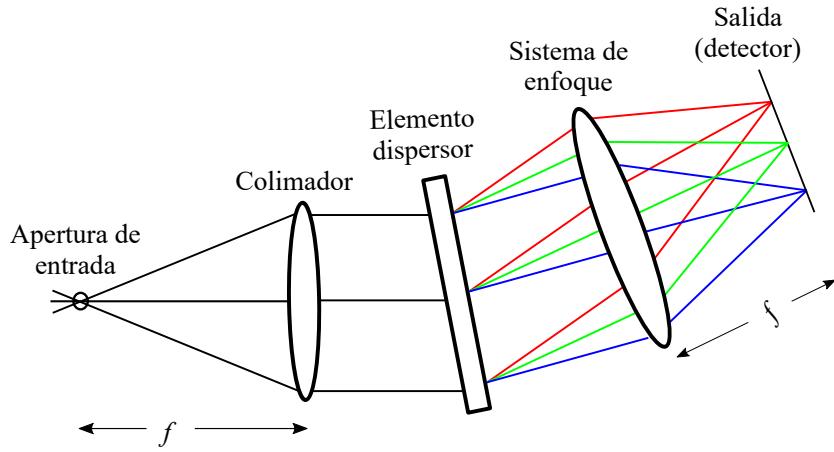


Figura 2-6: Esquema básico de un espectrómetro dispersivo. Aunque se muestra un sistema a transmisión, el proceso es análogo para un sistema a reflexión.

2.2.1. Esquemas básicos de espectrómetros dispersivos

Bajo el esquema básico, Littrow propuso una configuración compuesta de un pinhole, un espejo esférico y una red de difracción a reflexión cuyo espectro de salida se re-enfoca hacia un pinhole ligeramente separado de la abertura de entrada mediante el mismo espejo esférico [59], tal como se muestra en la Fig 2-7. De hecho, una alternativa fue ubicar ambas aberturas de salida y entrada en el centro de la red de difracción. Esta versión y versiones equivalentes aún son usadas, mayormente en los monocromadores. La configuración de Littrow tiene dos particularidades; el sistema de colimación es el mismo sistema de enfoque, lo que la hace que su montaje sea simple, y el ángulo de incidencia de la luz sobre la red es igual al ángulo de salida. Por este motivo, en cualquier configuración, cuando esta última condición se cumple se utiliza el término *configuración de Littrow*. De hecho, la caracterización de las redes de difracción siempre se especifica bajo la *configuración de Littrow* [59].

A partir del modelo de Littrow se dieron diferentes propuestas que buscaban corregir algunos problemas que presentaba esta configuración, como el hecho de que las aberturas

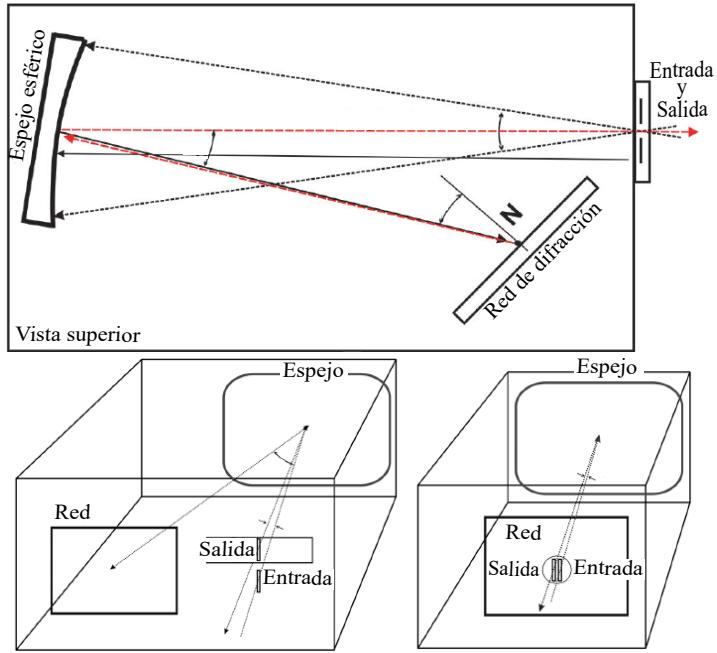


Figura 2-7: Configuración propuesta por Littrow donde las pupilas de salida y entrada están muy próximas. Arriba se muestra la vista superior del montaje mientras que abajo está una vista en perspectiva, donde también se muestra la posibilidad de construir las dos aberturas directamente en la red de difracción. (Imágenes obtenidas de [59]).

de salida y entrada están muy cerca o que la cantidad de luz no dispersada que pasa directamente a la abertura de salida es alta. El esquema propuesto por Ebert–Fastie, que se muestra en la Fig. 2-8, consiste en alargar el espejo esférico y ubicar la red de difracción en el centro óptico de este, de manera que las aberturas de entrada y salida están una a cada lado de la red en lugar de estar tan próximas, solucionando el problema de la proximidad de las aberturas. Aún así, este aún presenta el problema de baja eficiencia de difracción, debido a la gran cantidad de luz reflejada directamente de una abertura a la otra sin pasar por la red. Este último problema lo resuelve la propuesta de Czerny–Turner, que divide el espejo en dos, uno colimador y otro de enfoque, para eliminar la zona central del espejo que producía reflexión directa entre las aberturas [59]. Configuraciones más complejas para aplicaciones específicas se han planteado a partir de estos montajes simples [79].

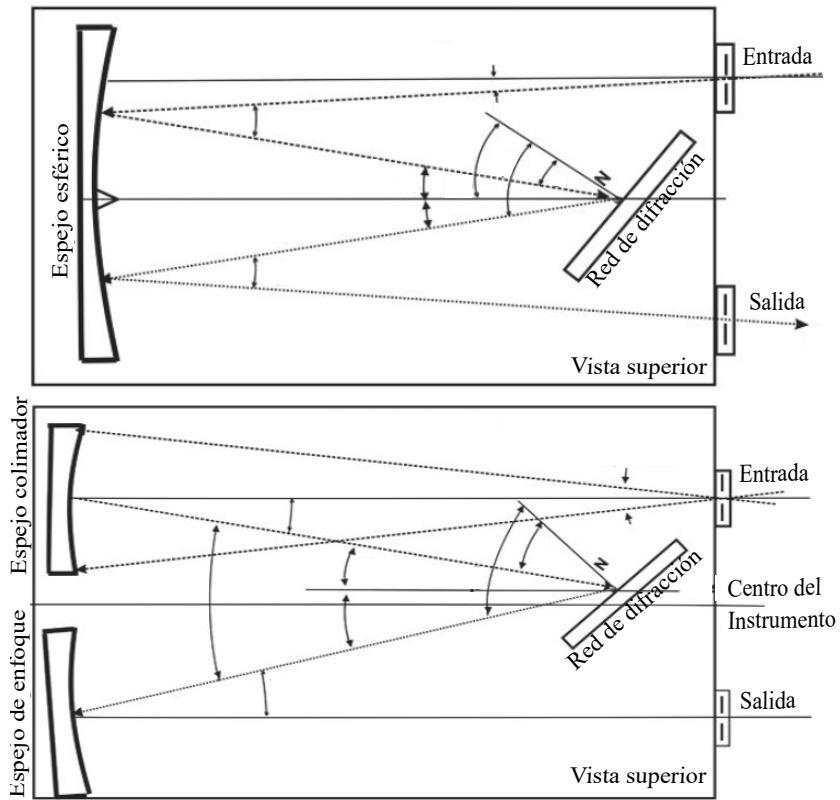


Figura 2-8: Configuración propuesta por Eber-Fastie (arriba) donde el espejo esférico largo separa los caminos de la luz de entrada y de salida, y Czerny-Turner (abajo) que divide el espejo en dos para evitar la reflexión directa de la pupila de entrada a la de salida. (Imágenes obtenidas de [59]).

2.2.2. Elemento de dispersión

El término *dispersión* se usa generalmente para referirse al efecto que produce la dependencia del índice de refracción $n(\lambda)$ de la longitud de onda λ [72]. No obstante, en espectroscopía este término hace referencia a la separación de la luz según su longitud de onda, causado por diferentes fenómenos como la refracción y la difracción, por lo que tanto prismas como redes de difracción se consideran como elementos dispersivos, aunque funcionen mediante fenómenos diferentes [58, 59, 81].

2.2.2.1. Red de difracción

La *difracción* es un fenómeno característico de la naturaleza ondulatoria que ocurre cuando la luz se encuentra con un obstáculo capaz de cambiar su frente de onda en una región pequeña. Esta se explica a partir del principio de Huygens–Fresnel, el cual establece que cada punto del frente de onda actúa como un emisor esférico y la distribución del campo óptico en cualquier punto está dada por la superposición del campo generado por todos los emisores [72]. En este sentido, cuando un campo óptico se encuentra con una abertura de tamaño finito, todos los puntos se comportan como una fuente puntual con un frente de onda esférico, de igual longitud de onda que la onda incidente. En un plano ubicado a una distancia del obstáculo, lo que se observa es, según el principio de Huygens–Fresnel, la superposición de los emisores provenientes de la abertura. En el caso de que el tamaño b de la abertura sea menor que la longitud de onda ($b < \lambda$), dicha interferencia será constructiva en todos los puntos del plano de observación, ya que la diferencia de camino óptico nunca es mayor que la longitud de onda, mientras que en el caso contrario ($b > \lambda$) se presenta interferencia tanto constructiva como destructiva, dependiendo de la diferencia de camino óptico de los frentes de onda que llegan a ese punto, siendo completamente constructiva en el centro, como se ilustra en la Fig. 2-9.

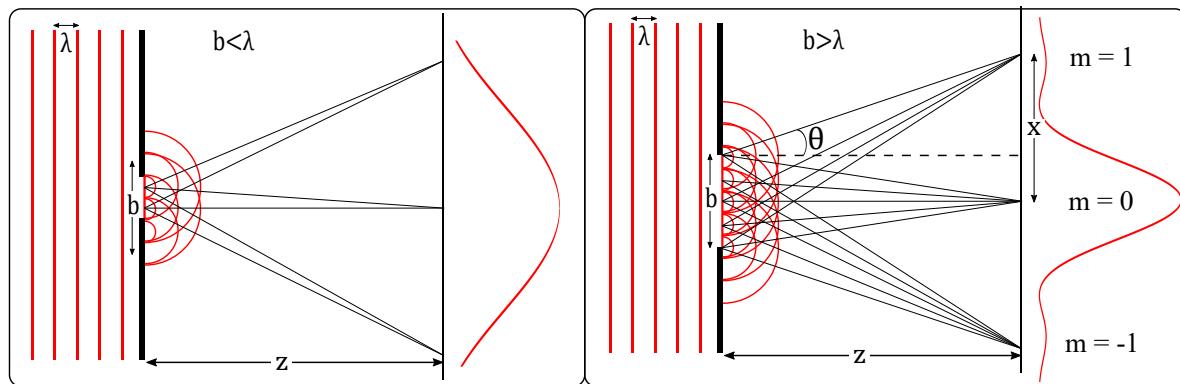


Figura 2-9: Difracción en una rendija cuadrada considerando los casos $b < \lambda$, donde la interferencia es siempre constructiva, y $b > \lambda$, donde la interferencia puede ser constructiva o destructiva.

Consideremos una abertura rectangular sobre la que incide un frente de onda monocromático de longitud de onda λ . Asumiendo que en un plano justo antes de la abertura todos los puntos del frente de onda tienen una misma fase, esta se puede ignorar y por tanto, en un plano justo después de la abertura, el campo óptico $U(\xi)$ puede expresarse como una función rectangular de ancho b ,

$$U(\xi) = \text{rect}\left(\frac{\xi}{b}\right). \quad (2.14)$$

Según la óptica de Fourier, en un plano a una distancia $z \gg b$, el campo óptico es la transformada de Fourier del campo justo después de la abertura, evaluada en las coordenadas escaladas $f_x = x/\lambda z$ [82],

$$\begin{aligned} U(x) &\propto \mathcal{F}\{U(\xi)\} \Big|_{f_x=x/\lambda z} \\ &\propto \text{sinc}\left(\frac{2b}{\lambda z}\right) \end{aligned}$$

en donde $\text{sinc}x = \sin x/x$, y se ha ignorado un término de fase cuadrático que no aporta a la solución final, ya que nos interesa es la intensidad $I = |E|^2$,

$$I(x) \propto \text{sinc}^2\left(\frac{bx}{\lambda z}\right). \quad (2.15)$$

Adicionalmente, como $z \gg b$, se puede ver que $\sin \theta \simeq \tan \theta = x/z$, por lo tanto

$$I(x) \propto \text{sinc}^2\left(\frac{kb}{2} \sin \theta\right), \quad (2.16)$$

en donde se ha reemplazado $\lambda = 2\pi/k$. La Eq. (2.16) muestra que la intensidad máxima se encuentra en $\theta = 0$, y decrece rápidamente hasta llegar a cero en $\theta = \arcsin(\lambda/b)$. No obstante, la intensidad vuelve a crecer hasta llegar a un nuevo máximo en el ángulo $\theta = \arcsin(3\lambda/2b)$, de menor intensidad que el máximo central. De manera sucesiva, encontramos máximos de intensidad en $\theta = \arcsin(m\lambda/b)$ y mínimos de intensidad en

$\theta = \arcsin[(2m + 1) \lambda/2b]$, donde m es un entero que se conoce como orden de difracción, que puede ser negativo o positivo, según el lado respecto al eje central en el cual se mide la intensidad. Aún así, cada máximo es más pequeño que el anterior, esto se debe a que la intensidad del haz incidente es finita y por la conservación de la energía, la intensidad en el plano de observación también debe ser finita, por lo tanto esta tiende a cero cuando $\theta \rightarrow \pi$. En este punto podemos identificar la capacidad dispersiva de la difracción, ya que la dependencia de $I(\theta)$ en λ hace que los máximos de intensidad se ubiquen en diferentes posiciones para cada longitudes de onda. Esto significa que si se miden los máximos de intensidad, sería posible asociar cada ángulo θ a una longitud de onda. Aún así, el ancho de la interferencia constructiva alrededor de cada máximo es muy grande por lo que la resolución de un espectrómetro basado en difracción de una rendija es muy baja.

Para lograr una separación entre los máximos de interferencia de diferentes longitudes de onda, una red de difracción emplea N rendijas, de forma que se produzca interferencia entre el patrón de difracción generado por cada rendija. Si consideramos cada rendija como una fuente puntual, encontramos que la intensidad del patrón de interferencia generado en un ángulo θ es [72]

$$I(\theta) \propto \frac{\sin^2[N(ka/2)\sin\theta]}{\sin^2[(ka/2)\sin\theta]}, \quad (2.17)$$

donde a es la separación entre las rendijas. Este término de interferencia se compone de dos funciones periódicas, el denominador es la interferencia producida por dos fuentes, que varía lentamente comparada con el numerador que representa la interferencia de todas las fuentes. Este segunda función periódica tiene un ancho pequeño ya que la posibilidad de que N fuentes lleguen a un punto en fase es menor que si se tienen dos fuentes, entonces a medida que aumenta N se disminuye el ancho de los máximos de interferencia constructiva. Nótese que en la Eq. (2.17), la intensidad no converge a ningún valor cuando $\theta \rightarrow \pi$. Por este motivo se debe incluir el término de difracción,

con el cual se establece como se distribuye la energía, con lo que se obtiene la ecuación

$$I(\theta) \propto \text{sinc}^2(b\delta) \frac{\sin^2(Na\delta/2)}{\sin^2(a\delta/2)}, \quad (2.18)$$

en donde $\delta = k/2 \sin \theta$. En la Fig. 2-10, se muestran algunas gráficas construidas con la Eq. (2.18) con el fin de ilustrar como se comporta esta función en relación al tamaño de la rendija, que aumenta la separación de los máximos entre longitudes de ondas, y el número de rendijas, con el cual se disminuye el ancho de los máximos.

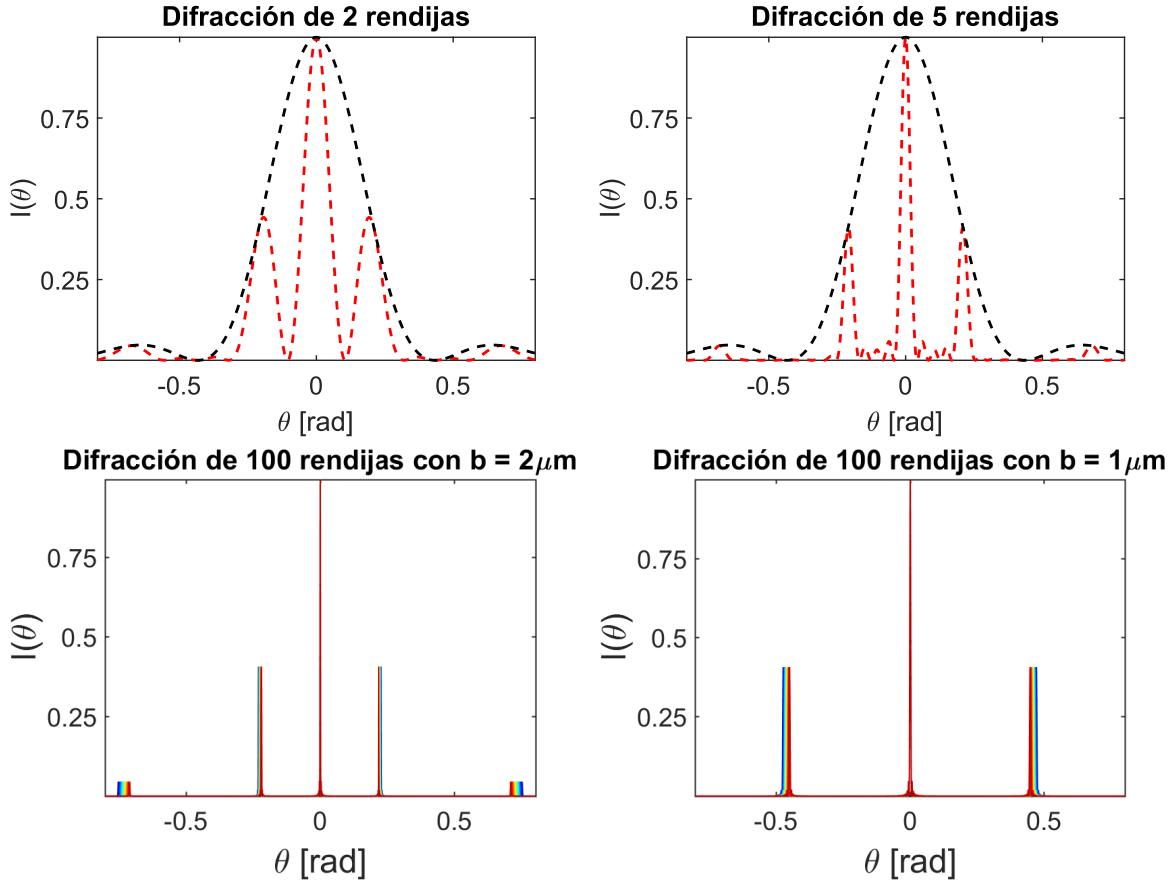


Figura 2-10: Ilustración de la ecuación de difracción de N rendijas, usando $N = \{2, 5\}$ con $b = 1 \mu\text{m}$ y $a = 2b$ (arriba) y $N = 100$ con $b = \{2 \mu\text{m}, 1 \mu\text{m}\}$ y $a = 2b$ (abajo). Se observa como aumentar el número de las rendijas hace más angosta la región de interferencia constructiva alrededor de los máximos de intensidad, mientras que disminuir el tamaño de la rendija aumenta su separación.

Para caracterizar las redes de difracción, en lugar de b se suele utilizar su inverso, la densidad lineal de rendijas o *constante de la red* $d = 1/b$, medido comúnmente en [líneas/mm]. De esta manera, si se considera un haz colimado que incide sobre un red de difracción de constante d , la posición angular de los máximos para cada longitud de onda θ_{d_m} se puede encontrar con la condición de los máximos de difracción de la Eq. (2.16), en donde, al reemplazar $d = 1/b$ e incluir el ángulo de incidencia del haz θ_i medido respecto a la normal de la superficie, se obtiene la expresión

$$\sin \theta_i \pm \sin \theta_{d_m} = md\lambda, \quad (2.19)$$

conocida como la ecuación de la red de difracción [59], siendo m el orden de difracción. El doble signo \pm resulta del hecho de que m puede ser tanto positivo como negativo. Esta ecuación muestra que para un λ dado, existen m ángulos de difracción θ_{d_m} , como se muestra en la Fig. 2-11, en donde se ha fijado d y θ_i y se ha encontrado θ_{d_m} para varias longitudes de onda. Aún así, como $-\pi/2 < \theta_{d_m} < \pi/2$, existe un valor máximo posible de m que se encuentra reemplazando $\theta_{d_m} = \pm\pi/2$,

$$m_{\max} = \left\lfloor \frac{1}{d\lambda} (\sin \theta_i \pm 1) \right\rfloor, \quad (2.20)$$

donde $\lfloor \rfloor$ representa la operación aproximación hacia el entero menor. En la Fig. 2-11 se puede ver como m_{\max} varía según la longitud de onda.

Adicionalmente, pueden existir superposiciones de ordenes, es decir, el ángulo de salida en el orden m de una longitud de onda puede ser igual al ángulo de salida en el orden n para otra longitud de onda diferente. Para medir el rango sobre el cual no se tiene superposición de órdenes se utiliza el *rango espectral libre* (FSR). Considerando λ_1 como la menor longitud de onda que se desea cubrir en el orden de difracción m , podemos encontrar la mayor longitud de onda λ_2 que se puede cubrir sin superposición de órdenes

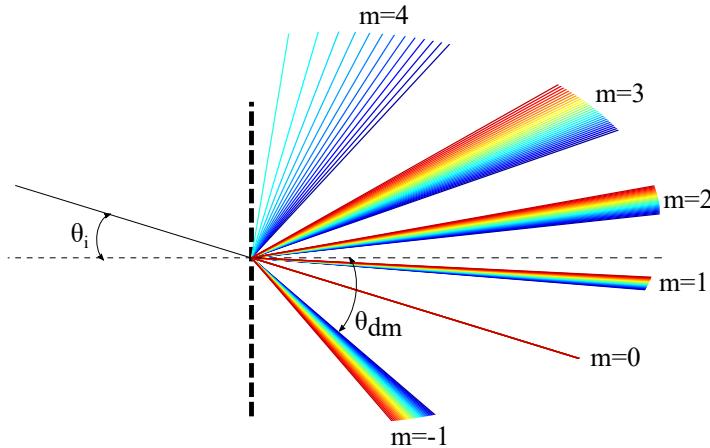


Figura 2-11: Ilustración de la ecuación de la red difracción para multiples longitudes de onda con sus respectivos ordenes de difracción posibles.

con $m + 1$ utilizando

$$\Delta\lambda_{FSR} = \lambda_2 - \lambda_1 = \frac{\lambda_1}{m}. \quad (2.21)$$

Por otro lado, la dispersión angular $\delta\theta_{dm}$ es la separación angular entre dos longitudes de onda muy cercanas, en otras palabras, es cuanto cambia θ_{dm} respecto a λ ,

$$\frac{\delta\theta_{dm}}{\delta\lambda} = \frac{md}{\cos\theta_{dm}}, \quad (2.22)$$

siendo $d\lambda$ un diferencial espectral. Esta cantidad da cuenta de la capacidad de dispersión, cuanto más grande es, mayor es la separación angular entre dos longitudes de onda que se desean resolver. Este valor aumenta con el orden espectral y con la constante de la red. La resolución R se define como la capacidad de resolver entre dos longitudes de ondas diferentes

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (2.23)$$

donde $\Delta\lambda$ es el ancho espectral medido entre dos señales que se solapan hasta no más del 10 % de su intensidad máxima, aunque experimentalmente se puede utilizar un criterio de 50 % [59]. Si el solapamiento es mayor, no será posible resolverlas. Esta resolución es experimental, mientras que teóricamente la resolución R_p de una red de difracción es

$$R_p = Wmd, \quad (2.24)$$

donde W representa la longitud del área iluminado de la red, por lo que Wd es el número de rendijas N efectivas. Por lo general, $R < R_p$ debido a errores instrumentales que deterioran el desempeño del espectrómetro.

2.2.2.2. Prisma dispersivo

Los *prismas* son elementos que cumplen diferentes roles en la óptica, por este motivo se suele denominar *prisma dispersivo* cuando se utiliza para separar la luz en sus componentes espectrales [72]. Aunque las geometrías de los prismas pueden variar, consideremos un prisma triangular equilátero, con ángulo base α , como el que se muestra en la Fig. 2-12, al cual incide un rayo con un ángulo θ_{i1} respecto al vector normal N a la superficie. Con fines prácticos, lo que se desea es conocer el ángulo de salida del prisma en función de los parámetros conocidos λ , θ_{i1} , α y $n(\lambda)$, siendo los dos últimos determinados por el prisma. Aplicando la ley de Snell $n_1 \sin \theta_{i1} = n_2 \sin \theta_{t1}$ podemos encontrar el ángulo del rayo transmitido dentro del prisma como

$$\theta_{t1} = \arcsin \left(\frac{\sin \theta_{i1}}{n(\lambda)} \right) \quad (2.25)$$

en donde se ha reemplazado $n_1 = 1$ considerando que el rayo proviene del aire y $n(\lambda)$ es el índice de refracción del material del prisma. Aplicando la ley de Snell en la segunda cara del prisma, el ángulo θ_{t2} del rayo transmitido hacia el aire es

$$\theta_{t2} = \arcsin (n(\lambda) \sin \theta_{i2}) \quad (2.26)$$

Para determinar θ_{i2} , consideremos el polígono $ABCD$ de la Fig. 2-12, cuyos ángulos $\angle ABC$ y $\angle ADC$ son rectos, por lo cual $\angle BDC + \alpha = 180^\circ$, resultando en que el ángulo exterior a $\angle BCD$ debe ser α . Adicionalmente, del triángulo BCD se observa

que $\angle BCD = 180^\circ - \theta_{t1} - \theta_{i2}$, con lo que se deduce que

$$\alpha = \theta_{t1} + \theta_{i2}. \quad (2.27)$$

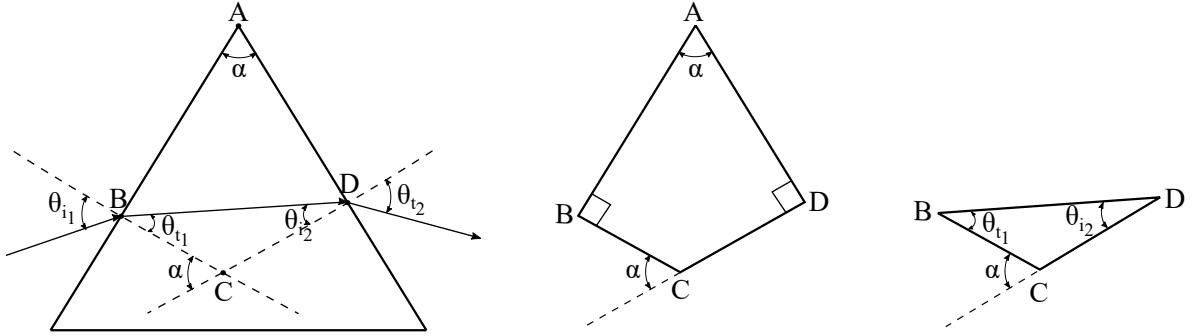


Figura 2-12: Análisis geométrico de la refracción en un prisma.

Reemplazando las Eqs. (2.25) y (2.27) en la Eq. (2.26), se obtiene la expresión

$$\begin{aligned} \theta_{t2} &= \arcsin[n(\lambda) \sin(\alpha - \theta_{i1})] \\ &= \arcsin\left(n(\lambda) \sin\left[\alpha - \arcsin\left(\frac{\sin \theta_{i1}}{n(\lambda)}\right)\right]\right), \end{aligned} \quad (2.28)$$

con la cual se puede encontrar el ángulo de salida del prisma de un rayo con longitud de onda λ , que incide con un ángulo θ_{i1} respecto a la normal de un prisma equilátero de ángulo α e índice de refracción $n(\lambda)$ [72]. En este caso, la dispersión angular puede calcularse de manera recursiva como

$$\delta\theta_{t2} = \theta_{t2}(\lambda_2) - \theta_{t2}(\lambda_1), \quad (2.29)$$

mientras que la resolución espectral se obtiene a partir de la base del triángulo b [59]

$$R = \lambda/\Delta\lambda = -b \frac{dn(\lambda)}{d\lambda}, \quad (2.30)$$

lo que significa que al aumentar la longitud de prisma se aumenta la resolución espectral, ya que se aumenta la longitud de camino óptico dentro del prisma, resultando en

una mayor separación espacial a la salida de este. La función $n(\lambda)$ puede ser descrita mediante la ecuación de Cauchy

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4},$$

cuyas constantes A , B y C son características de cada material [83] y puede determinarse experimentalmente a partir de la medición del índice de refracción para al menos tres longitudes de onda diferentes (ver www.refractiveindex.info). Los prismas tienen algunas ventajas frente a las redes de difracción, como el hecho de que tienen un único orden espectral, por lo que no es necesario preocuparse por la superposición de ordenes, funcionan en rango espectrales mayores, presentan una alta transmisividad y una baja cantidad de luz no dispersada. Aún así, son más los sistemas que utilizan redes de difracción, ya que estas presentan una mayor capacidad de dispersión y son relativamente más fácil de montar y controlar en los montajes reales.

2.2.3. Combinación de redes de difracción y prismas

Con el fin de aumentar la capacidad de dispersión, y por tanto la resolución, se han implementado espectrómetros que combinan una red de difracción con un prisma [79]. Cuando estos se construyen en contacto, es decir, sin espacio de aire entre ellos, se conocen como *grism*. Aquí se considerará una red de difracción con constante de red d , seguida de un prisma con ángulo base α e de refracción $n(\lambda)$, ubicado a una distancia diferente de cero, con un ángulo β entre las superficies contiguas de ambos, como se muestra en la Fig. 2-13.

Para encontrar el ángulo de salida del prisma ψ , basta con notar que el ángulo de incidencia en el prisma es $\theta_d + \beta$. Reemplazando esto en la Eq. (2.28) obtenemos

$$\psi = \arcsin \left(n(\lambda) \sin \left[\alpha - \arcsin \left(\frac{\sin(\theta_d + \beta)}{n(\lambda)} \right) \right] \right), \quad (2.31)$$

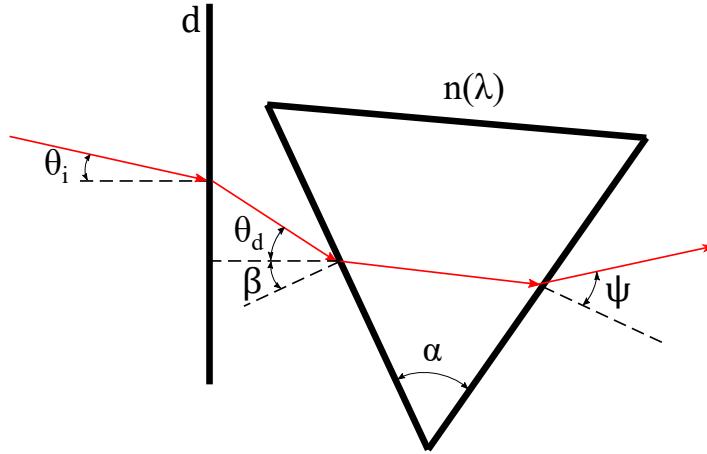


Figura 2-13: Combinación de una red de difracción y un prisma.

donde θ_d se calcula con la Eq. (2.19), que puede reescribirse como

$$\theta_d = \arcsin(m\lambda d \pm \sin \theta_i) \quad (2.32)$$

2.2.3.1. Espectrómetro lineal en el número de onda

Si regresamos a la Eq. (2.6), podemos observar que la señal $i_D(z)$ en FD-OCT se obtiene como la transformada de Fourier respecto a k de $I_D(k)$. Aquí se debe tener en cuenta que para realizar la transformada de Fourier se necesita una señal muestreada de manera constante en k , es decir, que la separaciónpectral Δk entre dos valores de $I_D(k)$ contiguos sea constante. En SS-OCT, esto se logra controlando la fuente para realizar un barrido lineal en k . En SD-OCT, esto no se puede lograr con un espectrómetro convencional, los cuales están calibrados para generar una señal linealmente espaciada en λ . De hecho, los elementos de dispersión descritos no producen por sí mismos un espectro equidistante en la longitud de onda, sino que requieren un ajuste de curva entre píxel y longitud de onda, que comúnmente es hecho con una interpolación usando un *spline* cúbico [84]. Aún así, comparadas con los prismas, las redes de difracción presentan una alta linealidad en el dominio de λ [78]. Por otro lado, la separaciónangular de la dispersión por un prisma disminuye con la longitud de onda mientras que aumenta para una red de difracción.

Con el ajuste de calibración, algunos especlarómetros interpolan la señal para obtener el espectro muestreado linealmente en λ . Adicionalmente, en SD-OCT se debe interpolar la señal medida para obtener una señal muestreada linealmente en el dominio del número de onda y así poder calcular la transformada de Fourier [62]. Esta interpolación trae dos inconvenientes, uno de ellos es que se aumentan los tiempos de procesamiento de datos, lo que puede limitar el uso de la técnica en aplicaciones *in-vivo* y la segunda es que la sensibilidad se reduce, lo que disminuye el contraste, tal como se ha demostrado experimentalmente [47]. Por este motivo, algunos autores han propuesto trabajos en los que combinan una red de difracción y un prisma de tal forma que el efecto dispersivo de ambos se complementan, generando un espectro linealmente espaciado en el dominio de k [62–66], eliminando la etapa de interpolación del procesado de la señal.

2.2.4. Consideraciones sobre los componentes

El desempeño de un especlarómetro dependerá en gran medida de la calidad de la imagen que forma el sistema de la abertura de entrada en el plano de salida. Varios factores pueden afectar su funcionamiento, especialmente su resolución espectral. Por este motivo, los componentes que conforman el especlarómetro deben seleccionarse de forma tal que su funcionamiento en conjunto se acople de una manera adecuada, buscando alcanzar un sistema donde la luminosidad y la resolución sean altas. Para esto se requiere que las aberraciones ópticas sean bajas y que la luminosidad sea alta, es decir, alta calidad de imagen y baja pérdida de intensidad.

2.2.4.1. Abertura de entrada

El tamaño de la abertura de entrada del sistema tiene grande repercusiones en el desempeño del especlarómetro. La resolución y la luminosidad del sistema tiene una relación inversa con el tamaño de la abertura, así que mayores resoluciones se obtienen con aberturas más pequeñas, lo cual significa también menor cantidad de luz que entra al sistema, lo que disminuye la luminosidad (considerando que el haz que ilumina la

abertura es más grande que esta). Adicionalmente, la calidad de la imagen de la abertura de entrada en el plano de salida se deteriora cuanto más grande es el tamaño de abertura [59]. Aún así, existe un valor mínimo para el tamaño de la abertura, a partir del cual la difracción comienza a ser tan relevante que se afecta la calidad de la imagen en el plano de salida. Este valor se conoce como el límite de difracción de Rayleigh y se calcula con

$$m_s = \frac{\lambda f}{W \cos \theta_{d_m}}, \quad (2.33)$$

en donde m_s es el ancho mínimo de la abertura, y λ es la longitud de onda, difractada a un ángulo θ_{d_m} y W es el ancho iluminado de la red de difracción.

2.2.4.2. Óptica reflectiva y refractiva

Los sistemas de colimación y enfoque pueden construirse usando tanto componentes reflectivos como refractivos. Aún así, en el diseño de espectrómetros se recomienda utilizar sistemas basados en espejos en lugar de lentes. Esto se debe a que las lentes presentan dos problemas principalmente, uno de ellos es la aberración cromática, que se produce por la dispersión del mismo material de la lente, tal como ocurre en un prisma. Esta aberración hace que el foco real de la lente esté ubicado en planos diferentes para cada longitud de onda. Al utilizar lentes colimadoras, la aberración cromática hace que el grado de divergencia de cada longitud de onda sea diferente, lo que lleva a que el ángulo de incidencia sobre el elemento dispersor también varíe, produciendo un ensanchamiento de la dispersión angular. En el caso de utilizar lentes para el sistema de enfoque, esto resulta en que el plano de enfoque de cada longitud de onda varía, lo que genera un desenfoque que se traduce, de nuevo en un ensanchamiento de la dispersión angular. Adicionalmente, la distorsión por la curvatura de campo hace que el plano de enfoque de la lente sea una superficie curva, produciendo que los rayos colimados que inciden a diferentes ángulos se enfoquen en distancias diferentes. Estos dos últimos problemas se reducen empleando lentes especializadas con superficies asféricas, o utilizando sistemas con apertura numéricas bajas. Por estos motivos, se recomienda utilizar espe-

jos, ya que intrínsecamente no presentan aberración cromática, además de que también reducen la aberración esférica utilizando espejos parabólicos, aunque los espejos tienen más restricciones de uso en cuanto a la realización los montajes en linea [7, 79].

2.2.4.3. Tamaño de los componentes

Componentes ópticos con mayores diámetros permiten operar con mayores aperturas numéricas, lo cual puede traducirse en un aumento de la luminosidad. Además, las aberraciones esféricas y de campo pueden reducirse al usar componentes con mayores radios de curvatura, lo que se traduce en mayores distancias focales, alargando las distancias en el montaje. Adicionalmente, elementos de mayores diámetros suponen por lo general mayores costos, sistemas mas pesados y exigencias mecánicas en cuanto a tamaños de monturas y mecanismos de actuación. Por este motivo, debe realizarse una compensación entre el tamaño de los componentes y otras características como las distancias focal y los ángulos de funcionamiento.

3. Diseño del espectrómetro

Aunque los conceptos mencionados en la sección anterior aplican en general para espectrómetros dispersivos, en cada aplicación se deben tener en cuenta diferentes consideraciones según las condiciones experimentales y las características de la técnica en la que se requiere el instrumento. En este caso, el diseño del espectrómetro se hizo teniendo en cuenta los aspectos relacionados con la técnica SD-OCT que se mencionaron en la sección anterior. El proceso de diseño óptico se apoyó en el software de trazado de rayos OpticStudio y consistió en determinar la configuración óptica, seleccionar los componentes y evaluar la calidad óptica del sistema. Se optó por diseñar un espectrómetro lineal en el número de onda dada su utilidad en sistemas de SD-OCT, por lo que se hizo un gran énfasis en la selección del grupo de dispersión. En una segunda etapa, se realizó una propuesta de diseño mecánico para la sujeción y alineación de los componentes ópticos, a partir de un análisis de tolerancias hecho en OpticStudio que sirvió para definir las tolerancias admisibles por el sistema e identificar las distancias y ángulos críticos. Con este diseño preliminar se podrá integrar el espectrómetro sistema compacto en un trabajo futuro, dado que el alcance de este trabajo comprende hasta una implementación a nivel de laboratorio. Adicionalmente, se estudiaron los efectos de los soportes mecánicos sobre algunos de los componentes ópticos, mediante el método de elementos finitos (FEM) empleando el software ANSYS Mechanical APDL, con el objetivo de analizar las deformaciones y sus repercusiones en la calidad óptica.

3.1. Diseño óptico

La primera etapa del proceso de diseño óptico fue la determinación el rango espectral de medición del espectrómetro, el cual sirvió como restricción de diseño. Una segunda restricción fue considerar el uso de una cámara lineal que ya se disponía. A partir de esto, se planteó una configuración óptica y se procedió a seleccionar los componentes ópticos más apropiados para lograr un buen desempeño del espectrómetro,

considerando las restricciones planteadas. En la selección del grupo de dispersión, se planteó un procedimiento de optimización basado en la bibliografía [66, 85], con el que se encontraron las características de la red de difracción y del prisma que producen un espectro linealmente espaciado en el número de onda. Finalmente, la evaluación óptica del sistema se hizo analizando el tamaño de los haces en el plano de enfoque de la lente (*spots*) y la linealidad en el número de onda.

3.1.1. Fuente de iluminación y rango espectral

En OCT, se suelen utilizar fuentes en el infrarrojo cercano, entre los 840 y 1300 nm, en parte, porque la absorción de los tejidos biológicos es baja en estas longitudes de onda comparadas con el espectro visible [76]. Para determinar el rango en el que operan sistemas de OCT aplicados a especímenes botánicos como plantas se realizó una búsqueda del estado del arte, encontrando que la mayoría opera con espectros centrados entre 836 y 860 nm [35, 37, 38, 40], con algunos operando en 1325 nm [34, 36], mientras que el espectro visible no es usado ya que la absorción de las plantas es mayor que la reflexión en ese rango, debido especialmente a la clorofila [86]. Con base en lo anterior, se escogió como longitud de onda central 840 nm, teniendo en cuenta que mayores resoluciones se pueden obtener con menores longitudes de onda y que la disponibilidad de componentes ópticos en el laboratorio en este rango es mayor que en 1325 nm, los cuales además tienen costos más elevados.

En vista al futuro sistema de OCT que se desarrollará en el laboratorio, se realiza el diseño a partir del uso de una fuente de iluminación de alta potencia (OSL2, Thorlabs Inc.) que tienen una lámpara halógea con espectro de emisión en el infrarrojo cercano (OSL2BIR, Thorlabs Inc.), combinada con un filtro pasa banda que corta el ancho espectral, de longitud de onda central $\lambda_c = 840$ nm y ancho espectral (FWHM) $\Delta\lambda = 120$ nm (840WB120, Omega Optical Inc.), resultando en una resolución axial de $3.05 \mu\text{m}$ [Eq. (2.7)]. Reemplazando estos valores y $\zeta = 1.186$ en la Eq. (2.13), por ser

un espectro *flat-top* (según los espectros teóricos de los proveedores) [7], se obtiene

$$\begin{aligned}\Delta\lambda_{full} &= \zeta \frac{\pi}{2 \ln 2} \Delta\lambda \\ &= 160\text{nm},\end{aligned}$$

por lo que el rango espectral del especlrómetro debe ser $\Delta\lambda_{full} > 160\text{nm}$. Para contar con un margen de tolerancia se propone $\Delta\lambda_{full} = 180\text{nm}$, equivalente a un rango de medición del especlrómetro de 750–930 nm. Considerando un detector de 2048 píxeles, se obtiene un rango axial de

$$\begin{aligned}z_{max} &= \frac{N\lambda_0^2}{4\Delta\lambda_{full}} \\ &= 2.01\text{mm}.\end{aligned}$$

Las potencias medidas de la fuente sin y con filtro fueron 500 mW y 60 mW respectivamente, valores suficientes para un sistema de SD–OCT, cuyas potencias típicas son ~ 10 mW. No obstante, la inestabilidad térmica hace que la emisión de las lámparas halógenas cambie entre cada *A-line*, deteriorarando las imágenes obtenidas. Este efecto es reducido por la fuente de iluminación, ya que cuenta con un sistema de enfriamiento que ayuda a mantener una iluminación estable. Adicionalmente, una posible solución de software es medir el espectro de la fuente periódicamente a medida que se toman las *A-lines*, para hacer una sustracción de la componente DC de la señal [87].

3.1.2. Características del detector

El detector que se ubica en el plano de salida del especlrómetro para digitalizar la señal, impone otras restricciones para el diseño óptico. En este caso, cada píxel se considera como una ventana de salida, por lo que su tamaño es de gran importancia para el diseño. Como restricción a este proyecto, se utilizó un detector CCD lineal (LC100/M, Thorlabs Inc.), activo del laboratorio de Óptica Aplicada, que se muestra

en la Fig. 3-1. Este detector de 16 bits de resolución cuenta con 2048x4 píxeles cuadrados de $14\text{ }\mu\text{m}$, resultado en un tamaño de píxel de $14\times 56\text{ }\mu\text{m}$ ya que integra la señal de los cuatro píxeles verticales, además presenta una baja respuestapectral relativa en el rango de funcionamiento del espeñómetro, como se puede ver en la Fig. 3-1, obligando a aumentar los tiempos de exposición al momento de capturar los datos, lo que exige una alta estabilidad de la muestra y de la fuente de iluminación. No obstante, se espera que, gracias a la alta sensibilidad que tiene el detector en general, $240\text{ V/lx}\cdot\text{s}$, y a la alta potencia de la fuente, no se deba operar el sistema con altos tiempos de exposición.

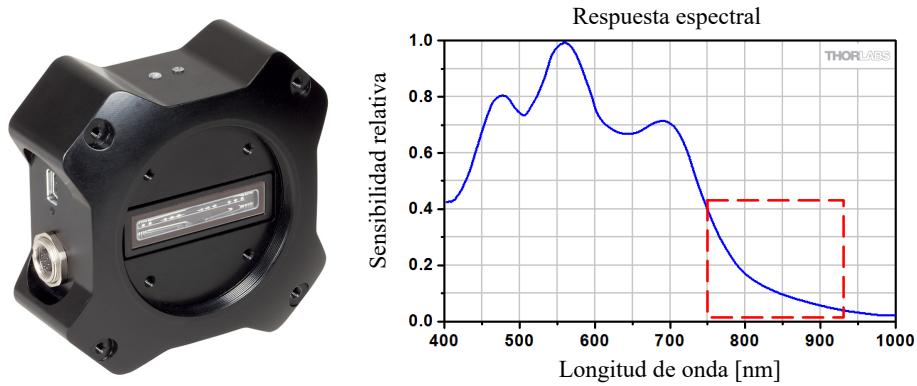


Figura 3-1: Detector lineal LC100/M (Thorlabs Inc.) y su respecta spectral relativa. El cuadro rojo es el rango del espeñómetro. (Imagenes obtenidas de www.thorlabs.com).

3.1.3. Configuración óptica

En primer lugar, se seleccionó como grupo dispersivo una red de difracción y un prisma para obtener un espeñómetro lineal en el número de onda. Dado que la dispersión angular de la red de difracción hace que los rayos difractados se separen rápidamente, el prisma debe estar ubicado cerca de esta para lograr colectar toda la luz difractada. Esto sería difícil utilizando una red de difracción a reflexión, en donde el campo incidente y el campo difractado están en el mismo lado. Por este motivo, se optó por utilizar una red de difracción a transmisión. Como elemento colimador se seleccionó un espejo, mientras que como elemento de enfoque se escogió una lente. Esto se hizo con base en análisis comparativos entre elementos reflectores y refractores hechos en

OpticStudio, los cuales se detallan más adelante. De esta manera, se obtuvo la configuración óptica que se muestra en la Fig. 3-2, donde se observa el espectro en el plano del detector lineal a lo largo del eje x , el cual se conoce como *eje de dispersión*.

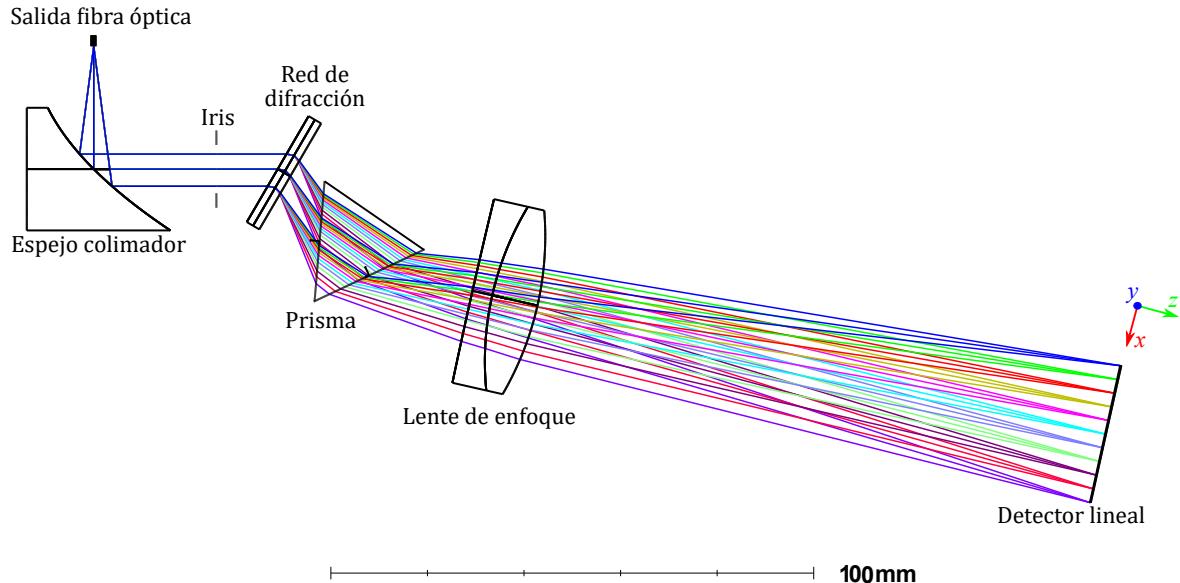


Figura 3-2: Esquema óptico del espejismo lineal en k .

En el proceso de diseño óptico se empleó el software OpticStudio para realizar el trazado de rayos secuencial de la configuración óptica y evaluar su desempeño, usando como criterio el diagrama de *spots*. Esta herramienta simula múltiples rayos y muestra donde caen sus respectivas imágenes en el plano de enfoque, produciendo un patrón que se relaciona con la distribución de la energía, lo que se conoce como *spot*. Si se discretiza el espectro de manera que a cada píxel se le asocie una longitud de onda, se busca diseñar un sistema óptico donde el *spot* producido por cada longitud de onda discreta sea de un tamaño menor al tamaño del píxel, para que no haya una superposición de *spots*. Si se cumple esta condición, la resolución estaría limitada por el tamaño del píxel y no por la óptica misma, por lo que se podría considerar que la resolución es $\Delta\lambda/N$, siendo N el número de píxeles y $\Delta\lambda$ el ancho espectral medido entre el primer y último píxel. En las siguientes secciones se detalla la selección de cada componente del montaje óptico.

3.1.3.1. Entrada

En los sistemas de SD–OCT, se suelen utilizar acopladores de fibra óptica (FC), ya que estos facilitan la alineación, considerando que los equipos integrados se enfrentan a condiciones experimentales diferentes a las de un laboratorio. Estos hacen las veces de divisor de haz; toman la luz que entra por uno de los canales y la dividen hacia dos canales diferentes. Para el sistema de SD–OCT, se propone utilizar un acoplador de fibra óptica monomodo 90/10 (TW850R2A2, Thorlabs Inc.), con rango de funcionamiento 850 ± 100 nm y con adaptadores de tipo FC/APC que permiten acoplar las terminales con otros componentes. En este sentido, la entrada al espectrómetro es la salida de uno de los canales del FC, así que la abertura de entrada del sistema está determinada por la salida de la fibra óptica. Este acoplador se compone de una única fibra óptica (780HP, Thorlabs Inc.) de apertura numérica $NA = 0.13$ y núcleo de diámetro $\sim 9 \mu\text{m}$.

3.1.3.2. Colimador

Para asegurar que el ángulo de incidencia sobre la red de difracción sea el mismo en todo los puntos, se debe colimar la luz que diverge de la abertura de entrada, para que los rayos sean paralelos entre si. Entre más grande es la apertura numérica de la entrada, la distancia focal debe ser más corta y los diámetros más grandes para colectar la mayor cantidad de luz. Adicionalmente, el diámetro del haz colimado debe ser pequeño para reducir las aberraciones de la lente de enfoque y asegurar que el prisma colecte toda la luz proveniente de la red de difracción en el orden $m = 1$. Para seleccionar el colimador, se realizó una comparación del desempeño de varios componentes en OpticStudio. En primer lugar, se evaluó el desempeño de varios dobletes acromáticos con distancias focales y diámetros diferentes, los cuales se construyen usando dos lentes, una cóncava tipo *flint* y otra convexa tipo *crown* para que se compense la dispersión de ambas, corrigiendo así la aberración cromática [72]. El análisis se hizo considerando que sobre la lente incide un haz colimado y ubicando el plano imagen en la distancia focal de la lente. Esta situación es contraria al proceso de colimación, en el que el plano

objeto está en el foco de la lente, produciendo una imagen “en el infinito”, es decir, un haz colimado. No obstante, ambas situaciones son equivalentes por el principio de reversibilidad [72]. El parámetro para la comparación fue la Función de Transferencia de Modulación (MTF), la cual da cuenta de como un sistema óptico transforma la entrada para obtener la salida. Esta función se define en el dominio frecuencial, pues es la magnitud de la Función de Transferencia Óptica (OTF) del sistema $MTF = |OTF|$. Idealmente, el valor de MTF debería ser igual para todas las frecuencias. Sin embargo, los sistemas ópticos tienden a modular de manera diferente cada frecuencia, producto del tamaño finito de su abertura de entrada. Cuando hay ausencia de aberraciones o éstas son despreciables, se dice que la lente está limitada por difracción, ya que la MTF está restringida únicamente por el tamaño de su abertura [82].

Según lo anterior, una lente ideal tendría una MTF limitada por difracción, pero, generalmente, las lentes están limitadas también por las aberraciones ópticas y el desenfoque. Al utilizar un doblete acromático se compensa la aberración cromática, pero sigue presentándose aberración esférica, lo que deteriora la MTF del sistema. Entre las lentes comparadas en el análisis, la que tenía una MTF más cercana al límite de difracción fue un doblete acromático de 25.4 mm de diámetro y 50 mm de focal. Esto se debe principalmente a que los radios de curvatura poco pronunciados de esta lente disminuyen la aberración esférica. No obstante, la MTF presenta un desempeño menor al limitado por difracción, además de que el diámetro del haz colimado es tan grande que el prisma no logra colectar todo la luz difractada, lo cual podría solucionarse ubicando un diafragma antes de la red de difracción con el costo de disminuir la energía colectada y por tanto la sensibilidad. Por lo anterior, se optó por utilizar un espejo en lugar de una lente para colimar el haz de entrada, y así evitar las aberraciones introducidas por las curvaturas pronunciadas que exigen las lentes de focales cortas. El colimador propuesto es un espejo parabólico que refleja la luz a 90° del eje (#36-586, Edmund Optics Inc.), como el que se muestra en la Fig. 3-3. Con este se evita la aberración cromática y esférica al emplear una superficie parabólica reflectiva. Además, el haz colimado es

reflejado a 90° con respecto al incidente, lo cual es conveniente para evitar obstrucciones entre componentes, tal como sucedería al tener el haz colimado en el mismo eje del haz incidente. Los espejos parabólicos fuera de eje se construyen a partir de una sección de parábola desplazada de su vértice. En este caso, el desplazamiento coincide con la distancia focal f_c de la parábola para que el eje central del haz reflejado esté a 90° del eje de incidencia.

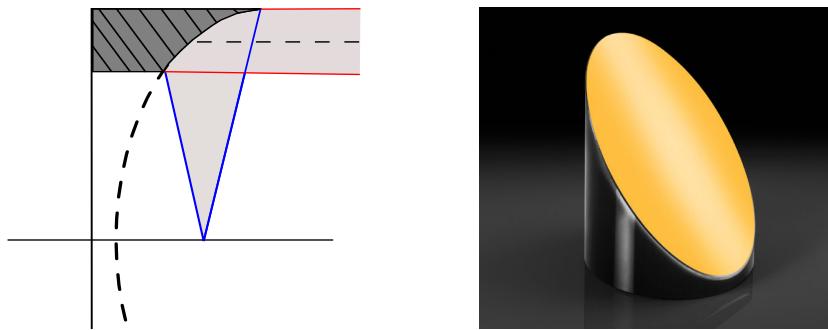


Figura 3-3: Ilustración de un espejo parabólico 90° fuera de eje construido a partir de la sección de una parábola, y ejemplo de un componente comercial (Imagen obtenida de www.edmundoptics.com).

Al comparar espejos de este tipo con diferentes tamaños y distancias focales, se encontró que el desempeño está limitado por difracción. En la Fig. 3-4 se muestra la comparación entre la MTF de un doblete acromático de $\varnothing 25.4$ mm y focal 50 mm con un espejo parabólico de $\varnothing 25.4$ mm y focal 25.4 mm. El deterioro de la MTF de la lente hace que produzca un *spot* mucho más grande que en el caso limitado por difracción, aunque tiende a ser constante para las longitudes de onda evaluadas. Con base en lo anterior, la focal seleccionada fue $f_c = 25.4$ mm, lo cual se traduce en un diámetro de haz colimado de $D = 2f_c NA = 6.6$ mm. Por esto, basta con un espejo de diámetro 25.4 mm para colectar la mayor cantidad de luz posible, logrando que el prisma colecte la mayor cantidad de luz difractada en el orden de interés ($m = 1$).

3.1.3.3. Grupo de dispersión

El grupo de dispersión está compuesto por una red de difracción y un prisma. Las características de estos que influyen en el funcionamiento del espectrómetro son *i.)* la

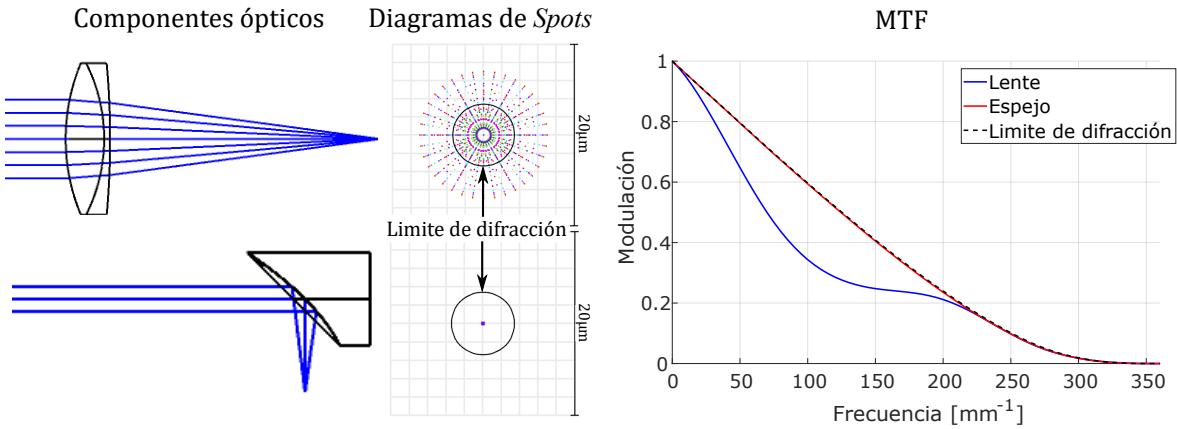


Figura 3-4: Comparación del desempeño de una lente acromática de $\phi 25.4$ mm y focal 50 mm con un espejo parabólico de $\phi 25.4$ mm y focal 25.4 mm al colimar. Debe notarse que aunque el spot obtenido po el espejo es menor al limitado por difracción, se sabe que esto en realidad no es posible, por lo que se considera que el tamaño del spot corresponde al limitado por difracción. Esto se evidencia en la gráfica de la MTF, donde se observa que la MTF del espejo y el límite de difracción se superponen.

constante de la red de difracción d , *ii.*) el índice de refracción del prisma n_k , que se relaciona con el material, *iii.*) el ángulo base α del prisma y *iv.*) el ángulo relativo entre la red de difracción y el prisma β . Estos parámetros determinan el ángulo de salida del prisma ψ_k en función del número de onda k y el ángulo de incidencia sobre la red de difracción θ_i , mediante las Eqs.(2.31) y (2.32), las cuales se reescriben a continuación en términos de k por facilidad:

$$\psi_k = \arcsin \left[n_k \sin \left(\alpha - \arcsin \left[\frac{\sin(\theta_k - \beta)}{n_k} \right] \right) \right], \quad (3.1)$$

$$\theta_k = \arcsin \left(\frac{2\pi m d}{k} \pm \sin \theta_i \right). \quad (3.2)$$

Para que el espectrómetro funcione de manera lineal en k , sin posprocesamiento de la señal, se necesita que la diferencia entre las componentes espetrales medidas por dos píxeles del detector contiguos, sea constante en toda la longitud del detector. Esto se logra seleccionando los parámetros $\{d, n_k, \alpha, \beta\}$ de forma tal que se obtenga una relación lineal entre ψ_k y k , es decir, buscando una dispersión angular constante [64].

Para redes de difracción a transmisión y longitud de onda central $\lambda_c = 840$ nm, los

valores comunes encontrados de d fueron 600, 1200 y 1800 líneas/mm. Además, los fabricantes aseguran que, bajo la configuración de Littrow ($\theta_{k_c} = \theta_i$), la eficiencia de difracción es máxima para el orden $m = 1$, siendo θ_{k_c} el ángulo de difracción del número de onda central para el que fue diseñada la red, conocido como ángulo de *blaze*. Reemplazando en la Eq. (3.2) se obtiene

$$\theta_i = \arcsin\left(\frac{\pi d}{k_c}\right). \quad (3.3)$$

En cuanto al prisma, se encontró que los materiales de fabricación más comerciales son BK7, F2, SF10 y SF11, y se decidió fijar $\alpha = 60^\circ$, con el fin de acotar los grados de libertad, luego de verificar que con variar d y n_k es suficiente. Considerando que el ángulo β es un parámetro del montaje, el procedimiento de selección propuesto consiste en fijar los parámetros $\{d, n_k\}$ y minimizar una función objetivo, variando β hasta alcanzar un valor con el que el incremento de ψ_k sea lo más constante posible.

Evaluando N números de onda, la función objetivo se define como [66]

$$f(\beta)_{d,n_k} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\delta\psi_i - \Delta\psi)^2}, \quad (3.4)$$

donde $\delta\psi_k = \psi_{i+1} - \psi_i$ representa el incremento local de ψ_i y $\Delta\psi_k = \frac{\psi_N - \psi_1}{N-1}$ representa su incremento global. Cuanto menor es la función objetivo, más semejantes son, en promedio, $\delta\psi_i$ y $\Delta\psi_k$, lo que significa que la dispersión angular se acerca más a un valor constante, logrando una alta linealidad en k . La constante de la red y el material del prisma se pueden seleccionar escogiendo aquellos con los cuales se alcance el menor valor de $f(\beta)_{d,n_k}$ luego de la realizar la minimización variando β . Mediante un análisis de convergencia cambiando N , se encontró que con $N = 11$ números de ondas, definidos entre $6.7561\text{--}8.3776 \mu\text{m}^{-1}$ (750–930 nm), la solución converge. En la Fig. 3-5 se muestran gráficas con los resultados del proceso minimización que fue implementado en MATLAB, tanto la función objetivo como la dispersión angular usando el β que resulta en el valor mínimo de la función objetivo, para las tres constantes de red y los cuatro

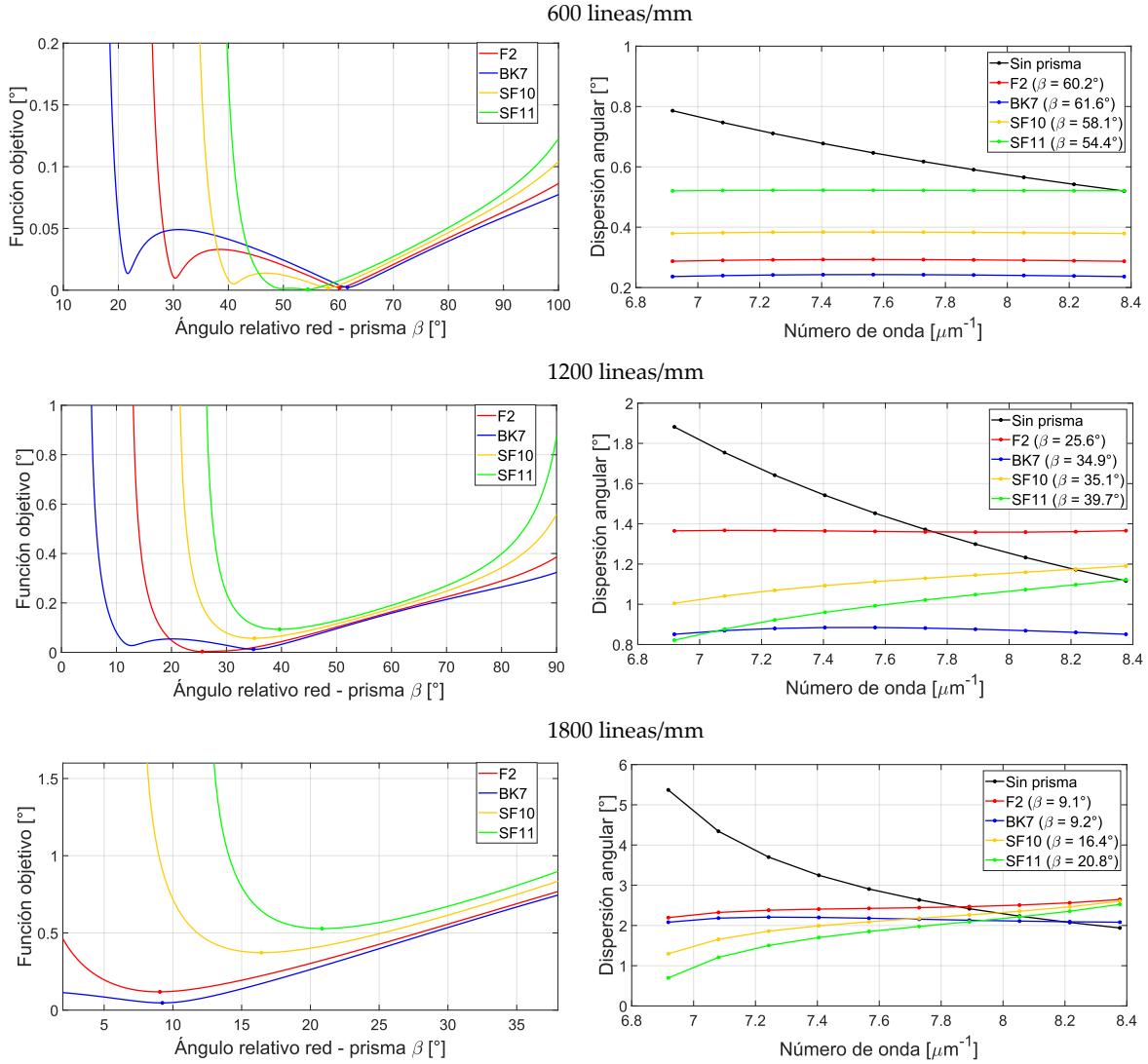
materiales de prisma. Allí se puede ver que el incremento en el ángulo ψ_k cambia con k cuando se tiene solo una red de difracción (caso “sin prisma” en la Fig. 3-5a). Debe mencionarse que los valores válidos de β son aquellos que hacen que el argumento de la función arcsin de la Eq. (3.1) este dentro del intervalo $[-1, 1]$. Por este motivo, es necesario establecer el rango de β que cumple esta condición, dado un conjunto de parámetros, para evitar resultados complejos al evaluar la Eq. (3.1).

Los mínimos valores de $f(\beta)_{d,n_k}$ se obtienen con $d = 600 \text{ mm}^{-1}$, seguido de $d = 1200 \text{ mm}^{-1}$ y luego $d = 1800 \text{ mm}^{-1}$, como se observa en la Fig. 3-5a, en consecuencia, la dispersión angular que se observa en la Fig. 3-5b es mas constante empleando 600 mm^{-1} , aunque con 1200 mm^{-1} en combinación con el prisma F2 se obtiene un resultado muy similar, mientras que en el caso de 1800 mm^{-1} la dispersión angular no es tan constante en la zona de los extremos. De ahí se concluye que con 600 mm^{-1} se alcanza una alta linealidad usando cualquier material de prisma, al igual que con $d = 1200 \text{ mm}^{-1}$ y un prisma de F2, mientras que con $d = 1800 \text{ mm}^{-1}$ se obtiene un resultado aceptable con los prismas de material F2 y BK7, sin embargo, existen dos inconveniente que llevan a que se descarte esta opción; por un lado, la dispersión angular es tan grande que el prisma no logra colectar todo el espectro, y por otro lado, los residuales de la regresión lineal alcanzan valores de 8 píxeles, mientras que en las otras dos opciones no superan 4 píxeles.

Para seleccionar los parámetros del grupo de dispersión, es necesario remitirse a la distancia focal que requiere el grupo de enfoque para llevar el espectro al plano del detector, de forma que el ancho spectral deseado se ajuste a la longitud del detector. Esto se debe a que, dependiendo de la focal de la lente, el espectro de interés ocupara mas o menos píxeles del detector. Considerando un detector con M píxeles de tamaño P , la focal requerida es de

$$f_e = \frac{MP}{2 \tan\left(\frac{\psi_1 - \psi_N}{2}\right)}, \quad (3.5)$$

donde ψ_1 y ψ_N son los ángulos de salida de los números de onda mínimo y máximo,



a) Función objetivo mostrando el valor mínimo en cada caso. b) Dispersión angular con el ángulo del valor mínimo de la función objetivo.

Figura 3-5: a) Función de minimización y b) dispersión angular fijando β como el ángulo de minimización, obtenidos con el procedimiento de optimización usando una red de difracción de 600, 1200 y 1800 líneas/mm, para cuatro materiales de prisma diferentes; F2, BK7, SF10 y SF11.

por lo que $\psi_1 - \psi_N$ es el cono angular que colecta la lente de enfoque. Entre mayor es el cono angular, menor es la focal que se requiere. Para seleccionar d y n_k , debe tenerse en cuenta que, considerando un diámetro fijo, las distancias focales cortas tienen mayor efecto de aberraciones que son generadas por grandes curvaturas. Por otro lado, las distancias focales largas aumentan las dimensiones del espectrómetro. Considerando que

$MP = 28.672$ mm en el caso del detector LC100/M, se calculó f_e para cada conjunto de parámetros. Finalmente, para evaluar cuantitativamente la linealidad en k , se realizaron regresiones lineales entre ψ_k y k , y se calculó el coeficiente de determinación R^2 en cada caso. Los resultados se muestran en la Tabla 3.1. Para $d = 600 \text{ mm}^{-1}$, los coeficientes de determinación son altos pero las distancias focales requeridas son muy largas, mientras que para $d = 1800 \text{ mm}^{-1}$, los coeficientes de determinación son bajos, además de que las distancias focales son muy cortas. Considerando lo anterior, puede decidirse que una red de difracción con $d = 1200 \text{ mm}^{-1}$ (WP-1200/840-25.4, Wasatchphotonics) y un prisma de F2 (PS852, Thorlabs Inc.), son el grupo de dispersión más apropiado, ya que presenta una alta linealidad $R^2 = 0.9999998$, y una distancia focal con un valor intermedio $f_e = 119.9$ mm, por lo que no alarga las dimensiones del espectrómetro y no es sensible a una alta aberración de curvatura de campo.

Tabla 3.1: Resultados del procedimiento de optimización para la selección del grupo de dispersión. β es el valor para el cual $f(\beta)_{d,n_k}$ es mínimo dados una constante de red y un material de prisma, R^2 es el coeficiente de determinación de la regresión entre ψ_k y k , y f_e es la distancia focal requerida.

Mat.	600 líneas por mm			1200 líneas por mm			1800 líneas por mm		
	β [°]	R^2	f_e [mm]	β [°]	R^2	f_e [mm]	β [°]	R^2	f_e [mm]
-	-	0.995887	256.3	-	0.993438	112.9	-	0.975426	51.9
F2	60.2	0.999993	565.3	25.6	0.999998	119.9	9.1	0.999573	66.4
BK7	61.6	0.999988	683.9	34.9	0.999975	188.3	9.2	0.999914	75.8
SF10	58.1	0.999997	429.9	35.1	0.999420	147.3	16.4	0.987172	78.3
SF11	54.4	0.999999	314.7	39.7	0.998031	164.9	20.8	0.983752	89.9

3.1.3.4. Lente de enfoque

El sistema de enfoque del espectrómetro toma los haces colimados que inciden con diferentes ángulos sobre la lente dependiendo de la longitud de onda, y los enfoca sobre una línea en el plano focal, donde distan linealmente según su número de onda. Considerando la comparación hecha en la sección 3.1.3.2 entre los espejos y las lentes, podría asumirse que otro espejo parabólico fuera de eje sería apropiado como sistema

de enfoque. No obstante, al realizar la comparación en OptiStudio, se encontró que el desempeño de estos se afecta drásticamente cuando los rayos colimados inciden con un ángulo respecto al eje óptico, como es el caso del campo proveniente del prisma. Para el análisis, se consideraron dos fuentes que inciden con ángulos respecto al eje óptico de 0° y 3° sobre un espejo parabólico de $\varnothing 50.8$ mm y focal 120 mm. Como los planos de enfoque de las dos fuentes no coinciden, la MTF se degrada, produciendo un *spot* más grande cuando la incidencia no es paralela al eje óptico, como se observa en la Fig. 3-6.

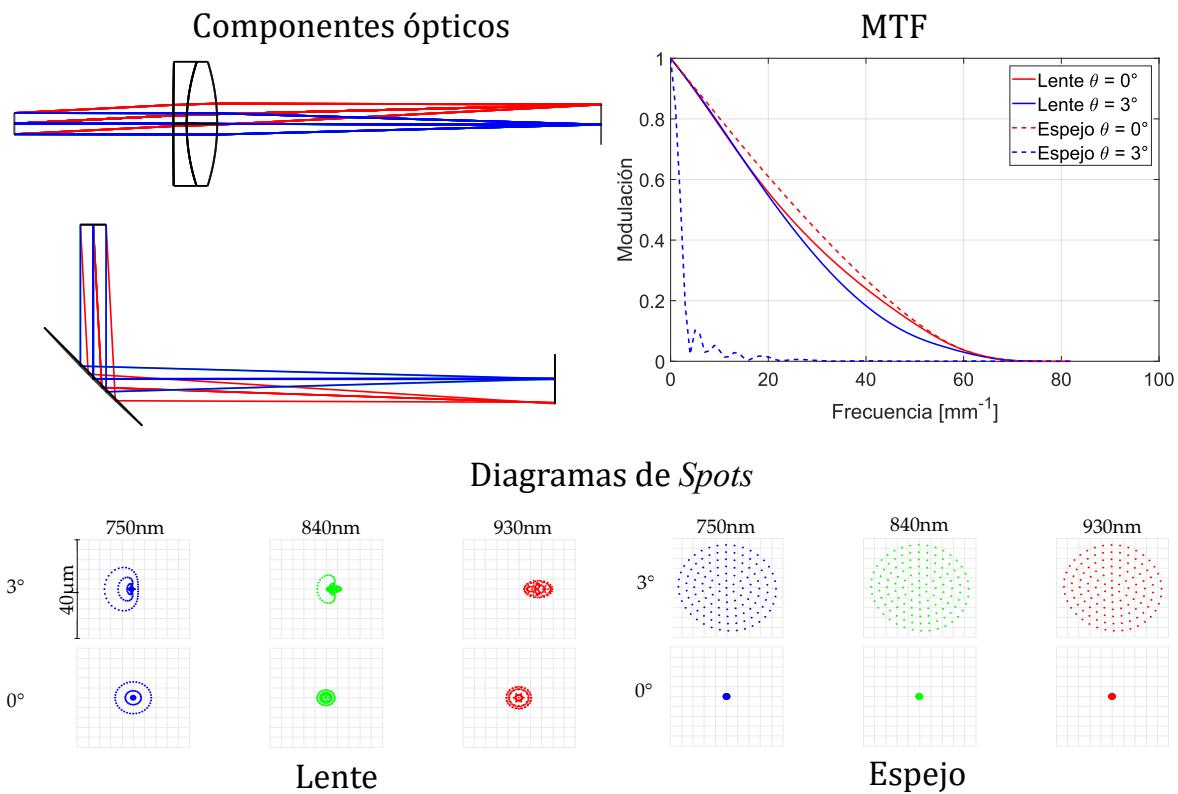


Figura 3-6: Comparación del desempeño de una lente acromática $\varnothing 40$ mm y focal 120 mm con un espejo parabólico $\varnothing 50.8$ mm y focal 120 mm enfocando dos campos de entrada con ángulos diferentes (0° y 3°). También se muestra la MTF de los sistemas con ambos ángulos de incidencia y los *spots* enfocados por la lente y el espejo, para los dos campos de incidencia con tres longitudes de onda diferentes.

Considerando lo anterior, se procedió a analizar un doblete acromático de $\varnothing 40$ mm y focal 120 mm, obteniendo que si bien existen aberraciones, la MTF no cambia mucho

entre los dos haces entradas, por lo que los *spots* tienen un tamaño similar. Aún así, la geométrica esférica de las lentes introduce una aberración que hace que el plano de enfoque dependa de la altura de la lente sobre la que inciden los rayos, provocando un desenfoque. Adicionalmente, el hecho de que los rayos incidan con diferentes ángulos hace que la distancia focal cambie formando una superficie curva en el plano de enfoque. Esto introduce un desenfoque que aumenta con la distancia hasta el eje óptico, dado que el detector es plano y no coincide con la superficie curva de enfoque. Todo esto se puede evidenciar en los *spots* de la Fig. 3-6, donde se observa que los *spots* obtenidos por la lente cambian para cada longitud de onda, producto de las aberraciones. Entre las lentes comerciales buscadas, se encontró una lente acromática con la distancia focal requerida (120 mm) y con un diámetro de 40 mm (#49-381-INK, Edmund Optics Inc.).

3.1.3.5. Dimensiones del sistema

Luego de definir todos los componentes del sistema, se procedió a definir sus distancias y ángulos. En primer lugar, la salida de la fibra óptica debe ubicarse exactamente a la focal del espejo colimador (25.4 mm). La distancia entre el espejo colimador y la red de difracción no es importante puesto que el haz está colimado, por simplicidad, se fijó en 50.8 mm. El ángulo de la red de difracción es el ángulo de *blaze* de la red de difracción seleccionada (30.26°), mientras que el ángulo relativo red-prisma es el que se obtuvo de la función de minimización para el grupo de dispersión seleccionado (25.6°). La herramienta de optimización de OpticStudio se utilizó para determinar el ángulo de la lente y las distancias entre la red, el prisma, la lente y el detector. En esta herramienta se define una función objetivo que es minimizada cambiando el valor de estas variables. Para lograr que la resolución del espectrómetro esté limitada por el tamaño del píxel ($14 \times 56 \mu\text{m}$), se requiere que el *spot* producido por cada longitud de onda sea menor al tamaño del píxel, evitando así que una componente espectral ocupe más de un píxel. Por este motivo, la función objetivo se definió en OpticStudio buscando que la media cuadrática (RMS) del tamaño de los *spots* D_{RMS} sea un valor pequeño para todas las longitudes de onda. Este valor se calcula como la raíz cuadrada de la suma del cuadrado

de las distancias D_i entre cada rayo y el centroide del spot: $D_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i^N D_i^2}$, lo cual se interpreta como una medida de la dispersión de los rayos [88]. Como este valor se puede calcular de manera independiente para los dos ejes del plano, se fijó un peso de 1 para el tamaño en el eje de dispersión y de 0.3 para el eje perpendicular, ya que la geometría del píxel es rectangular. Las dimensiones nominales finales se detallan en la Tabla 3.2, donde se observa el listado de componentes de OpticStudio, mientras que el modelo final se muestra en la Fig. 3-7.

Tabla 3.2: Lista de superficies que conforman los componentes del espectrómetro definidos en OpticStudio. Las distancias son medidas entre los centros de las superficies, mientras que la inclinación es respecto a la normal de estas.

Elemento	Material	Radio (mm)	Distancia (mm)	Inclinación (°)
Entrada		Inf	25.4	
Espejo		25.4	38.1	
Iris		Inf	12.7	
Red de difracción 1200mm	BK7	Inf	1.5	30.26
	BK7	Inf	1.5	
		Inf	14.3	
Prisma 60°	F2	Inf	25	25.6
		Inf	21.9	
Lente	N-SF10	1240.670	4.2	52
	N-SSK8	62.030	9.9	
		-65.220	102.782	

3.1.3.6. Evaluación de los *spots* y de la linealidad en k

Para analizar el desempeño del sistema se evaluaron el diagrama de *spots* y la función de dispersión de punto (PSF) en OpticStudio. Estos se muestran en la Fig. 3-8 para algunos números de onda. En los resultados, se observa la presencia de astigmatismo, dado que las PSF son diferentes en ambas direcciones, provocando que los *spots* se ensanchen en una dirección respecto a la otra, y de curvatura de campo, correspondiente a que los *spots* más alejados del centro se ensanchen, producto de que el plano de enfoque de la lente es una superficie curva, por lo que las longitudes de onda mas alejadas del

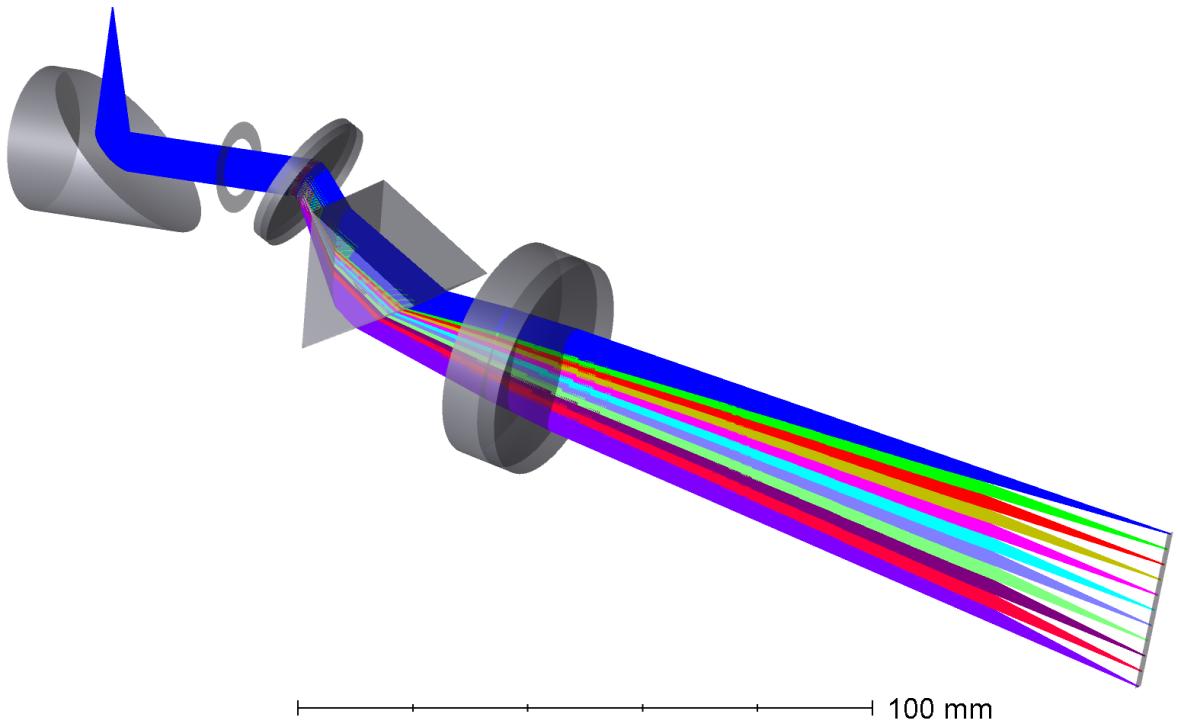


Figura 3-7: Modelo óptico final del espectrómetro.

centro se encuentran desenfocadas. En la Tabla 3.3 se detallan el tamaño y la posición de los *spots* que se obtuvieron para los números de onda evaluados. El valor medio de los diámetros RMS de los *spots* en la dirección de dispersión es $5.301 \pm 1.509 \mu\text{m}$, mientras que en la dirección perpendicular es $6.732 \pm 2.963 \mu\text{m}$. Ambos valores son inferiores al los tamaños del píxel en las direcciones correspondientes ($14 \mu\text{m}$ y $56 \mu\text{m}$ respectivamente), lo que se refleja en que el valor medio del diámetro RMS calculado considerando ambas direcciones es $8.919 \pm 2.526 \mu\text{m}$. Todas las medias corresponden a un intervalo de confianza de 98 % [89].

Tabla 3.3: Posición P y diámetro D en el eje de dispersión de los *spots* para los 11 números de onda definidos. La unidades son $k [\mu\text{m}^{-1}]$, $\lambda [\text{nm}]$, $P [\text{mm}]$ y $D [\mu\text{m}]$.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
k	8.378	8.215	8.053	7.891	7.729	7.567	7.405	7.243	7.080	6.918	6.756
λ	750.0	764.8	780.2	796.2	812.9	830.4	848.5	867.5	887.4	908.2	930.0
P	-0.182	2.739	5.645	8.540	11.452	14.325	17.222	20.126	23.039	25.957	28.879
D	8.443	6.949	5.691	4.769	4.258	4.177	4.552	5.575	7.649	11.288	15.213

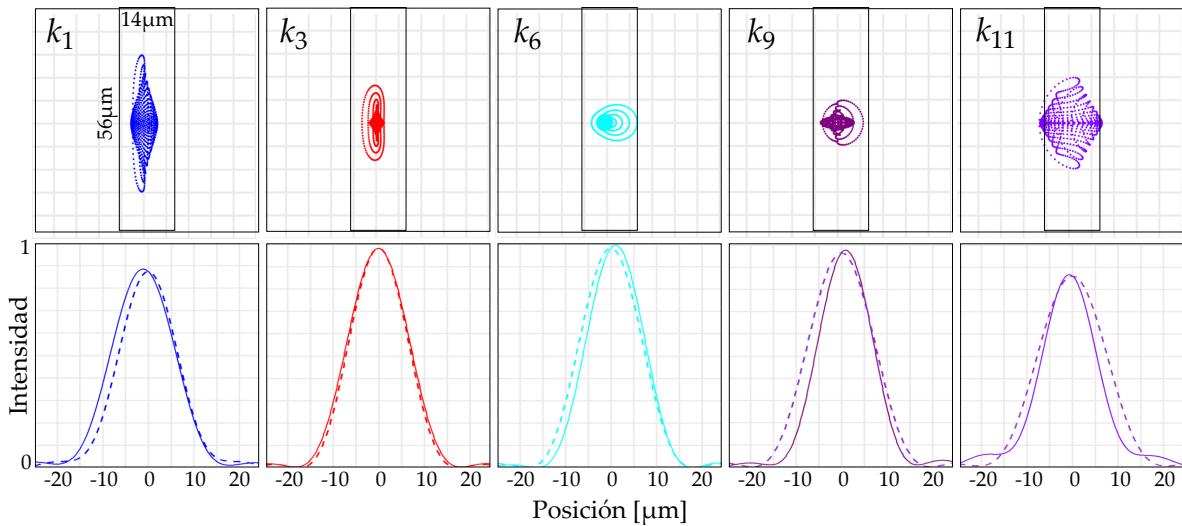


Figura 3-8: *Spots* y PSF de algunos números de onda dentro del rango espectral en el plano del detector. La PSF en la dirección del eje de dispersión es representada por la línea discontinua, y la línea continua representa la PSF en la dirección perpendicular.

Para evaluar la linealidad en k del espectrómetro, se analizó la posición de los *spots* y se realizó una regresión lineal entre la posición P , convertida en número de píxel, y el número de onda k , obteniendo la regresión $k = 0.782 \times 10^{-3} P + 6.766 \mu\text{m}$ con un R^2 de 0.999936. El rango espectral se determina reemplazando $P = 1$ y $P = 2048$, con lo que se obtiene $6.767\text{--}8.368 \mu\text{m}^{-1}$ ($750.9\text{--}928.5 \text{ nm}$). En el caso del modelo matemático bajo el cual se desarrolló la selección del grupo de dispersión, se obtuvo una regresión lineal de $k = 0.793 \times 10^{-3} P + 6.75 \mu\text{m}$ con un R^2 de 0.999995. La similitud entre los valores obtenidos muestra que existe concordancia entre el modelo matemático propuesto que se implementó en MATLAB y la simulación hecha en OpticStudio. La discrepancia de los valores puede deberse a que la focal efectiva de la lente no es exactamente la que se calculó con la Eq. (3.5) y a la presencia de las aberraciones ópticas en el sistema que si son consideradas en OpticStudio. Estos resultados se ilustran en la Fig. 3-9, en donde se ha incluido la situación en la que se emplea la red de difracción sin el prisma. La gráfica de k vs P muestra una alta linealidad cuando se utiliza el prisma. El caso donde no se usa el prisma tiene el comportamiento de una función inversa, producto de la relación inversa entre k y λ . Para comparar mejor los resultados se muestran

también los residuales de la regresiones lineales. Los residuales son grandes cuando no hay prisma, mientras que su valor no supera los 2 píxeles en el caso de utilizar el prisma. La similitud en el comportamiento de los residuales de ambos métodos muestran de nuevo que existe concordancia entre estos.

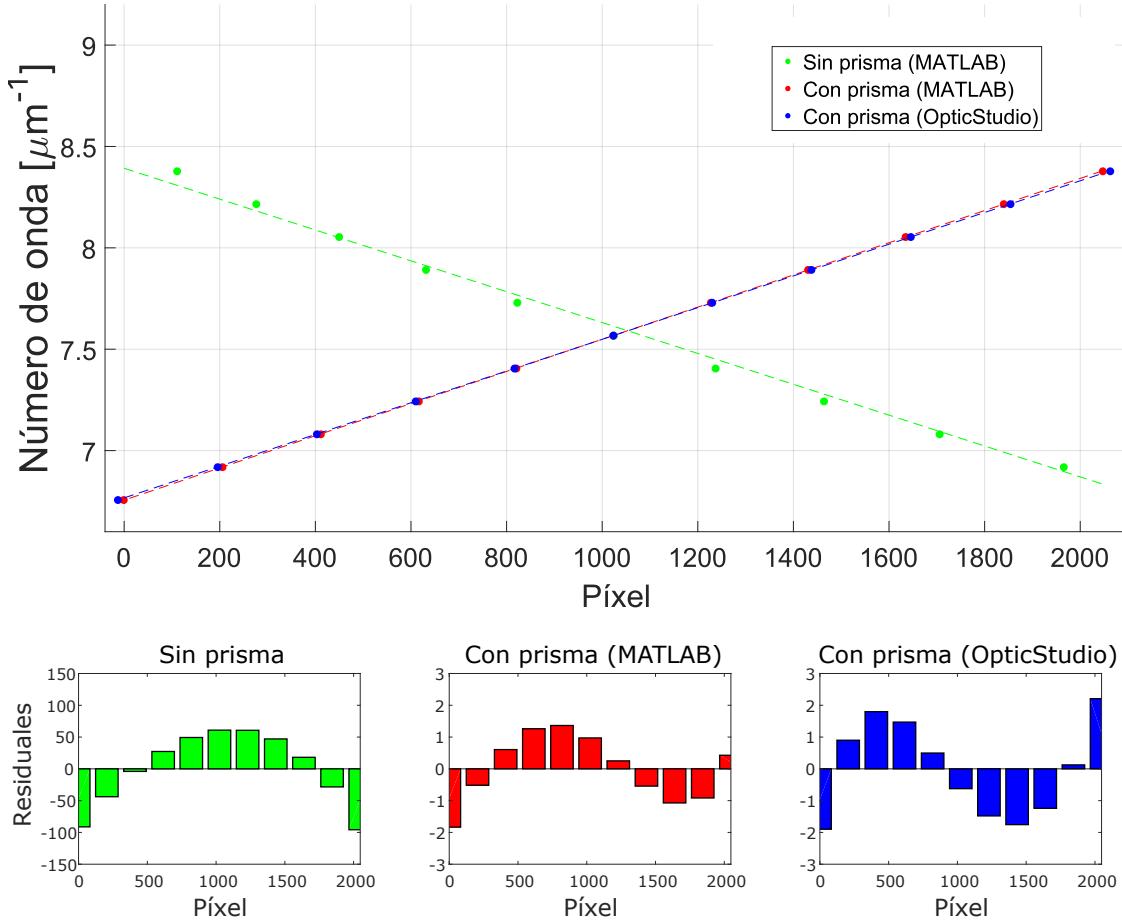


Figura 3-9: Evaluación de la linealidad en k del espectrómetro según el modelo matemático calculado en MATLAB y el trazo de rayos hecho en OpticStudio.

3.2. Diseño mecánico

3.2.1. Análisis de tolerancias mecánicas

La evaluación del desempeño óptico del espectrómetro que se presentó en la sección anterior es válida para las dimensiones nominales definidas. Sin embargo, en los montajes experimentales, estas dimensiones no están determinadas por los valores nominales sino que se encuentran dentro de rangos establecidos por las tolerancias, haciendo que el desempeño del sistema no sea el ideal. A grandes rasgos, se consideran dos tipos de tolerancias; las tolerancias de los elementos, que se relacionan con los procesos de fabricación, y las tolerancias mecánicas, asociadas a los montajes mecánicos de los elementos que determinan las distancias y orientaciones de estos. Con el análisis que se hace a continuación se pretende determinar las tolerancias mecánicas admisibles por el sistema óptico, para así definir que grados de libertad de cada componen pueden fijarse y cuales deben tener la posibilidad de ajustarse.

En OpticStudio, se pueden realizar análisis de tolerancias de diferentes maneras. Una opción es el análisis de sensibilidad, el cual se usa para encontrar el efecto de cada tolerancia en el desempeño del sistema. Este procedimiento evalúa una función objetivo a medida que se reemplazan las dimensiones de los elementos por los valores mínimo y máximo que resultan al considerar las tolerancias, al tiempo que se ajusta un *compensador* hasta obtener el mejor resultado luego de cada cambio [88]. Otro tipo de procedimiento es el análisis de incremento límite, que consiste en definir un cambio máximo de la función objetivo y encontrar los valores de las tolerancias que llevan a ese incremento. En estos dos análisis se evalúan únicamente los valores mínimos y máximos, pero en el montaje experimental los valores no son deterministas sino que pueden tomar un valor aleatorio dentro de las tolerancias definidas. Esto último es considerado en un tercer tipo de análisis de OptiStudio que permite realizar simulaciones de Monte Carlo, en el que se varía aleatoriamente todos los valores de manera simultánea y se evalúa la función objetivo luego de ajustar el compensador. Esta herramienta permite

determinar de manera probabilista cual puede esperarse que sea el menor y mayor valor de la función objetivo.

Utilizando la información suministrada por los fabricantes, se definieron las tolerancias ópticas de los componentes. En el caso de los elementos con radios de curvatura bajos, estas tolerancias son dadas en medidas porcentuales respecto al valor nominal, el espejo y la lente tienen valores de $\pm 1\%$. En el caso de superficies planas, como la red de difracción y el prisma, los radios de curvatura deberían ser infinito. La desviación de este valor se determina utilizando anillos de Newton, en un montaje experimental donde se mide el número de franjas de interferencia entre la superficie en cuestión y una de referencia que se considera plana [90]. De esta manera, el radio de curvatura R del elemento se relaciona con su diámetro D y el número de franjas N obtenidas para una longitud de onda de prueba λ , mediante la expresión $4\lambda RN = D^2$. Para la red de difracción $N = 0.4$, mientras que para el prisma $N = 0.2$, considerando $\lambda = 633\text{nm}$ en ambos. En cuanto a las propiedades refractivas de los elementos, se deben tener en cuenta tolerancias para el índice de refracción y el número de Abbe. Para estos, al igual que los espesores de los componentes, se consideró $\pm 1\%$, valor por defecto de OpticStudio para elementos ópticos de calidad media. Por otro lado, para las tolerancias de las posiciones y orientaciones de los elementos se consideraron los grados de libertad principales. Los valores usados fueron $\pm 0.5\text{mm}$ para las posiciones y $\pm 1^\circ$ para las orientaciones, valores típicos de procesos de manufactura estándar.

El análisis de tolerancia se llevó a cabo en cuatro etapas, resumidas en *i.)* Análisis de sensibilidad con la tolerancias iniciales, *ii.)* Ajuste de tolerancias para definir incremento límite de la función objetivo mediante un análisis de Monte Carlo, *iii.)* Análisis de incremento límite y ajuste de tolerancias y *iv.)* Análisis de Monte Carlo para evaluar tolerancias finales. En la primera de ellas se realizó un análisis de sensibilidad del sistema con cada una de las tolerancias descritas anteriormente. La función objetivo utilizada fue la misma que se definió en el procedimiento de optimización de la sección 3.1.3.5 y

el compensador seleccionado fue la distancia entre la lente y el detector. Con base en los resultados, se decidió que elementos debían ser acoplados en sistemas de actuación para lograr un ajuste fino y reducir las tolerancias críticas, como la ubicación de la entrada, las orientaciones del espejo, la lente y el detector, y la distancia entre la lente y el detector. La segunda etapa consistió en re-definir las tolerancias considerando los sistemas de actuación y llevar a cabo un análisis de incremento límite. Para determinar el incremento admisible de la función objetivo, se utilizó un análisis de Monte Carlo, considerando una distribución de probabilidad normal, en el que se evaluó el tamaño de los *spots* ante diferentes incrementos. Se determinó que un incremento límite del 30 % en la función objetivo produce un diámetro promedio de los *spots* en la dirección de dispersión de $12.08 \pm 2.1 \mu\text{m}$, inferior al tamaño del píxel. Con este incremento, se encontró que las orientaciones de la red de difracción y la lente exigen tolerancias más bajas de las planteadas, por lo que se redujeron a $\pm 0.5^\circ$.

En la última etapa, se llevó a cabo un segundo análisis de Monte Carlo para evaluar si el desempeño del espectrómetro con las nuevas tolerancias era admisible. En este caso, el mayor incremento de la función objetivo fue de 55 %, resultando en un diámetro promedio de *spots* de $12.97 \pm 2.5 \mu\text{m}$, aunque el número de onda superior genera un *spot* más grande que el tamaño del píxel ($\sim 17 \mu\text{m}$). Esto puede admitirse considerando que el espectro de la fuente del sistema de SD–OCT tiene una baja componente en las longitudes de onda extremas. Adicionalmente, al observar la distribución estadística, en el 98 % de los modelos de Monte Carlo la función objetivo aumenta máximo un 35 %, resultando en tamaños de *spots* más pequeños que los que se obtienen bajo el mayor incremento, por lo que se puede asegurar, con un 98 % de confianza, que el tamaño promedio de los *spots* será menor al tamaño de píxel. Para considerar la linealidad en k del espectrómetro, se calcularon los residuales de la regresión lineal entre número de onda y píxel, como en la sección 3.1.3.6, a medida que se varía el ángulo de la red de difracción y del prisma. Se encontró que los residuales se mantienen inferiores a 3 píxeles con una tolerancia de $\pm 0.5^\circ$ para el ángulo del prisma y $\pm 0.3^\circ$ para la red de difracción.

En la Tabla 3.4, se resumen las tolerancias consideradas con sus respectivos valores. Las dimensiones que no se detallan se mantuvieron con las tolerancias de manufactura, ya que este valor era suficiente para no afectar considerablemente la función objetivo, según los resultados de la primera etapa del procedimiento.

Tabla 3.4: Resumen de tolerancias mecánicas definidas en OpticStudio. Las inclinaciones se encuentran en [°], mientras que las distancias están en [mm], exceptuando los radios de curvatura de la red de difracción y el prisma que están en número de franjas.

Elemento	Tipo de tolerancia	Valor nominal	Tolerancia mínima	Tolerancia máxima	Comentario
Entrada	Inclinación X, Y	0	-0.05	0.05	Montura cinemática
	Descentrado X, Y	0	-0.0028	0.0028	
	Distancia	25.4	-0.0035	0.0035	
Espejo	Radio de curvatura	25.4	-0.254	0.254	Fabricación
	Inclinación X, Y	0	-0.05	0.05	Montura cinemática
Red de difracción	Radio de curvatura (N)	0	0	0.4	Fabricación
	Inclinación X, Y	30.26	-0.33	0.33	Montura cinemática
Prisma	Radio de curvatura (N)	0	0	0.2	Fabricación
	Indice de refracción	1.620	-0.0162	0.0162	
	Número de Abbe	36.366	-0.364	0.364	
Lente	Radio de curvatura 1	1240.76	-12.407	12.407	Fabricación
	Radio de curvatura 2	62.030	-0.62	0.62	
	Radio de curvatura 3	-65.220	-0.652	0.652	
	Espesor 1	4.2	-0.042	0.042	
	Espesor 2	9.6	-0.096	0.0096	
	Inclinación X	52	-0.5	0.5	Montura cinemática
	Inclinación Y	0	-1	1	Manufactura
	Distancia	120.782	-12.7	12.7	Montura cinemática (compensador)
Detector	Inclinación X	0	-0.33	0.33	Montura cinemática

3.2.2. Montaje mecánicos de los componentes

A partir de los resultados del análisis de tolerancias se planteó un sistema mecánico para ensamblar cada componente óptico, empleando elementos comerciales y algunos diseñados específicamente para acoplar los componentes ópticos de la manera requerida. El ensamble final, que se presenta en la Fig. 3-10, permite ajustar las posiciones más críticas de los elementos ópticos, como se detallará en esta sección. El proceso de diseño se dividió en tres subsistemas; el sistema de colimación, que se compone de

la fibra óptica y el espejo colimador; el grupo de dispersión; y el sistema de enfoque, conformado por la lente y el detector. La altura de referencia del ensamblaje es la altura del subsistema de colimación, por lo que se dejó fija, mientras que los demás están en una montura que permite ajustar la altura y las dos inclinaciones. Los componentes se integran en una plataforma de ensamblaje que fue diseñada utilizando las distancias nominales entre los componentes según la Tabla 3.2. Debe mencionarse que el diseño planteado aquí se propone como un primer diseño preliminar que debe ser depurado, ya que pueden haber detalles específicos que no se hayan considerado. Los planos de las piezas diseñadas para fabricarse que se describen en esta sección se anexan con este trabajo en archivos independientes.

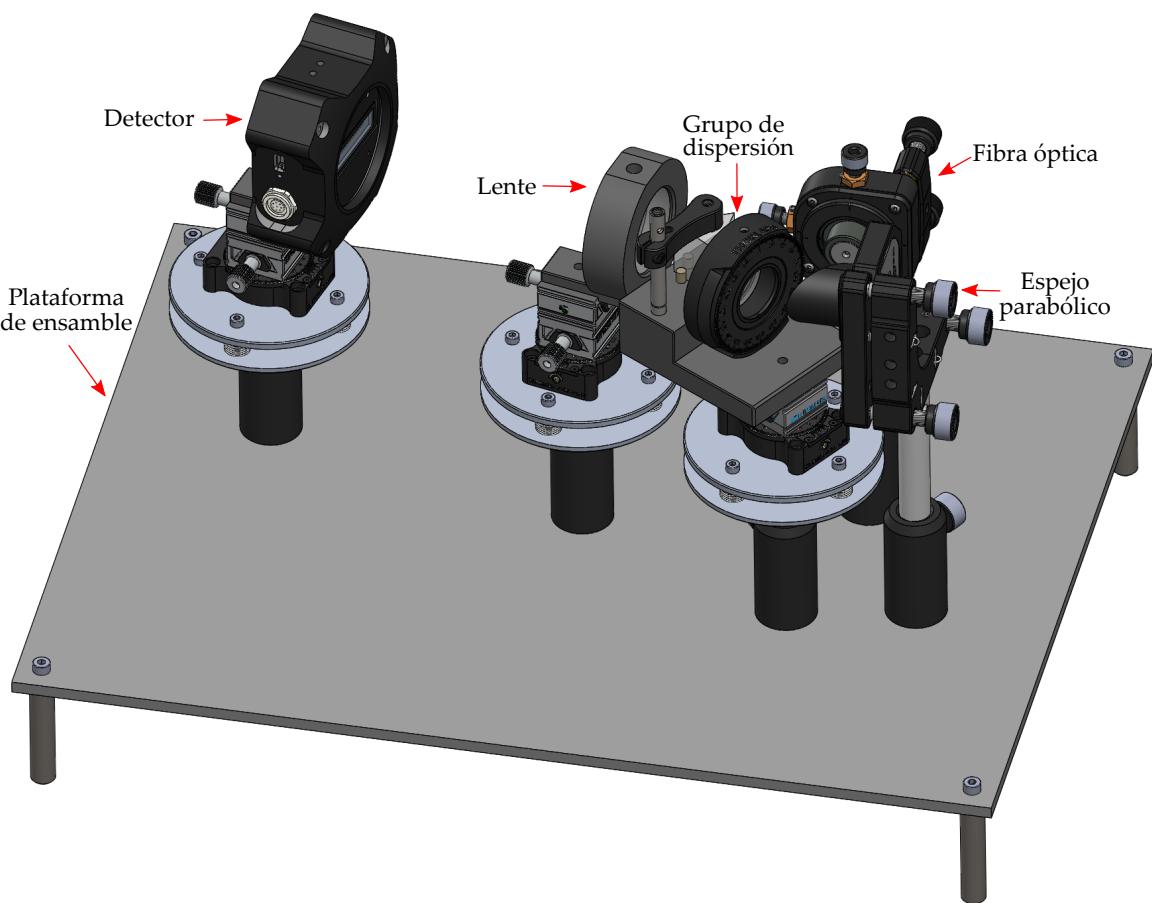


Figura 3-10: Ensamble mecánico del espectrómetro.

3.2.2.1. Sistema de colimación

En la Fig. 3-11 se muestra el subsistema de colimación, que se compone del espejo parabólico y de la fibra óptica, cuya terminal tiene un conector tipo FC/APC. El conector se acopla a una montura mecánica mediante una pieza diseñada para servir como interfaz entre la montura y un adaptador de fibra óptica donde se conecta la terminal FC/APC (SM05FCA, Thorlabs Inc.). La montura mecánica (K5X1, Thorlabs Inc.) cuenta con tornillos de ajuste que permiten controlar 5 grados de libertad; dos inclinaciones y los tres desplazamientos, de los cuales dos son independientes mientras que el desplazamiento axial se logra combinando el movimiento de los dos inclinaciones. Por otra parte, el espejo parabólico está acoplado a una montura cinemática con 3 grados de libertad, permitiendo ajustar las dos inclinaciones y el desplazamiento axial. Con la combinación de ambas monturas cinemáticas se busca lograr que la salida de la fibra óptica esté ubicada a la distancia focal del espejo parabólico (25.4 mm), y que la luz incida de manera paralela al eje óptico de este. En términos generales, el acople que debe fabricarse es un cilindro con una rosca interna para el adaptador de fibra óptica y una rosca externa para la montura cinemática, como se muestra en la Fig. 3-11.

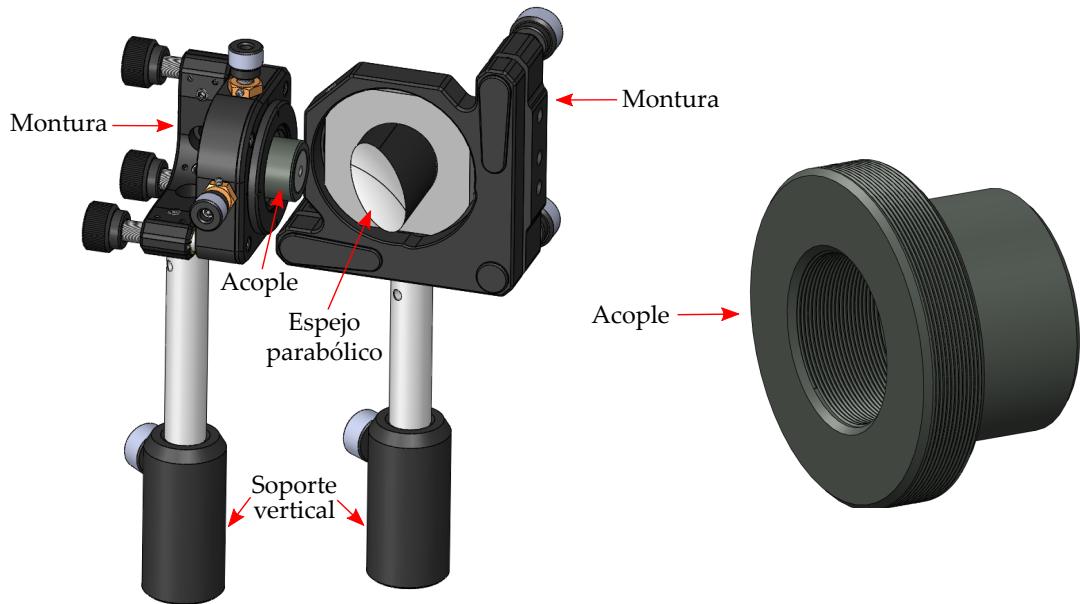


Figura 3-11: Ensamble mecánico del sistema de colimación.

3.2.2.2. Grupo de dispersión

En cuanto al grupo de dispersión, existen dos ángulos importantes; el ángulo de la red de difracción respecto al eje óptico del espejo parabólico (30.26°) y el ángulo relativo entre la red de difracción y el prisma (25.6°). Dado que estos dos elementos están tan cerca, se optó por diseñar una plataforma para acoplarlos, de tal forma que el prisma permanece fijo mientras que la red de difracción y la plataforma pueden rotarse, como se puede observar en la Fig. 3-12. De esta manera, al rotar la plataforma se ajusta el ángulo de incidencia de la luz sobre la red de difracción, manteniendo el ángulo relativo entre esta y el prisma fijo, mientras que al rotar la red de difracción se varían ambos ángulos. La plataforma está montada en un sistema cinemático compuesto por dos monturas, una realiza un movimiento lineal para ajustar la posición lateral donde incide la luz, y la segunda realiza una rotación para cambiar el ángulo de la plataforma.

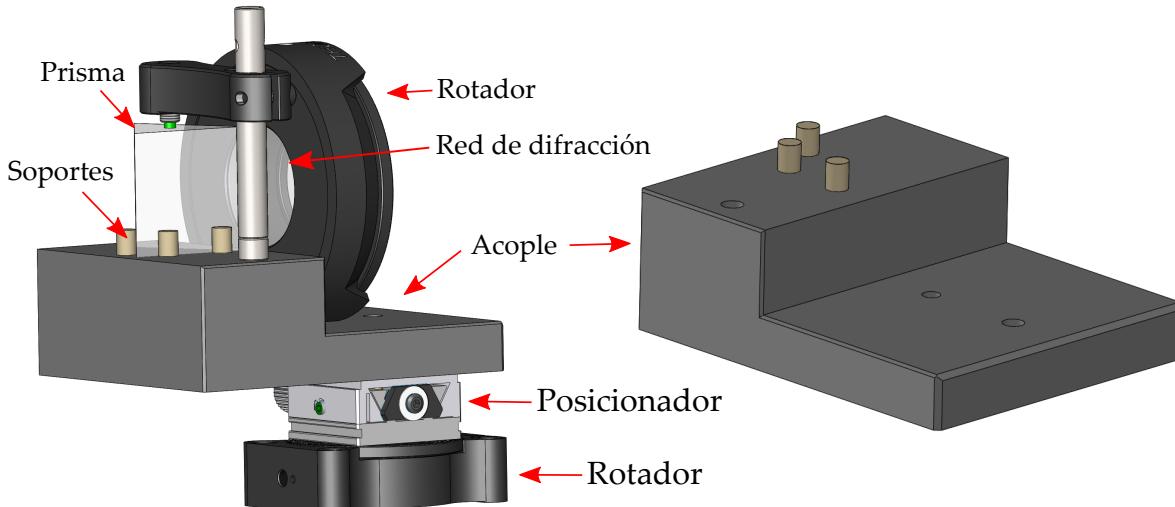


Figura 3-12: Ensamble mecánico del grupo de dispersión.

La red de difracción está en una montura rotacional para ajustar su orientación y lograr que las líneas de la red estén alineadas verticalmente, ya que el eje de dispersión es perpendicular a la dirección de las líneas y los píxeles del detector están ubicados horizontalmente. Esta montura fija la red de difracción mediante un anillo de retención

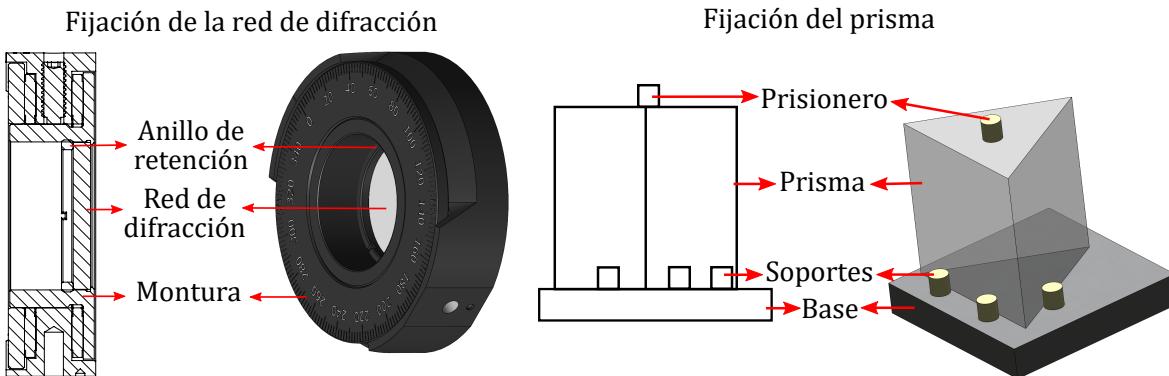


Figura 3-13: Fijación de los elementos del grupo de dispersión.

roscado que la presiona contra una de las caras de la montura, como se muestra en la Fig. 3-13. Esta técnica de montaje es frecuentemente usada en óptica, para sujetar componentes con baja rugosidad, ya que la carga se distribuye de manera angular, en una zona lejos del centro del componente [91]. La fijación del prisma a la plataforma se hace mediante una viga en voladizo que tiene un tornillo prisionero con un cilindro de nailon cuya cara circular presiona el prisma en la cara superior. Adicionalmente, se utilizan tres soportes cilíndricos para fijar el ángulo del prisma, dos de ellos se encuentran en una línea que forma un ángulo de 60° con el tercero. La geometría cilíndrica de los soportes permite que los tres contactos se den, idealmente, en una línea y no en un área grande que sobre-restrinja al prisma. Tanto el material de la punta de la viga en voladizo como el de los soportes cilíndricos debe ser de un material con un módulo de elasticidad bajo comparado con el material del prisma, como el nailon, cuyo valor es de aproximadamente un orden de magnitud menor [92]. Esto es con el fin de que al aplicar la carga, la mayor deformación se dé en los soportes y no en el prisma, evitando rupturas y rayones, principalmente en el área de contacto [91].

3.2.2.3. Grupo de enfoque

En el ensamble del grupo de enfoque, la lente y el detector deben ubicarse a una distancia nominal de 102.782 mm, de forma que sean paralelos, como se muestra en la Fig. 3-14, para que el plano del detector coincida con el plano de mejor enfoque de la lente. Adicionalmente, el eje óptico de la lente debe coincidir con el píxel central para que la longitud de onda central sea 840 nm, la planteada en el diseño, suponiendo que el ángulo de la lente respecto al prisma es el valor nominal de 52°. Para lograr todas las consideraciones anteriores, tanto la lente como el detector se acoplan a una plataforma de rotación que permite ajustar el ángulo, y en una plataforma de movimiento lineal en dos direcciones, en donde uno de los movimientos permite ajustar la distancia focal, mientras que la combinación de ambos compensa la translación que se induce por el hecho de que el eje de rotación de la plataforma no coincide con el eje central de los componentes. Para fijar los componentes al sistema de movimiento se diseñó una pieza que sirve como interfaz entre ambos, la cual tiene las rosas correspondientes del componente y de la plataforma de movimiento lineal, y una pestaña que hace contacto con una cara lateral de la plataforma, buscando que queden paralelas, como se muestra en la Fig. 3-14. La pieza tiene la forma de una viga en voladizo ya que las características de las rosas de los componentes no son iguales, impidiendo que puedan ser acoplados directo, a menos que se use un tornillo que cuente con las dos rosas, una en cada extremo, lo cual no es apropiado porque al acoplar los elementos directamente con la rosca, la orientación final es arbitraria, por lo que no asegura que la orientación del componente luego de ser ajustado sea la requerida.

Con los sistemas de ajuste propuestos se espera alinear correctamente los componentes de manera que el desempeño óptico del espectrómetro sea el deseado. En la Tabla 3.5 se resumen las resoluciones de las monturas cinemáticas, las cuales están directamente relacionadas con los valores obtenidos en el análisis de tolerancias mecánicas, ya que los sistemas mecánicos se seleccionaron de forma tal que cumplieran con estas tolerancias.

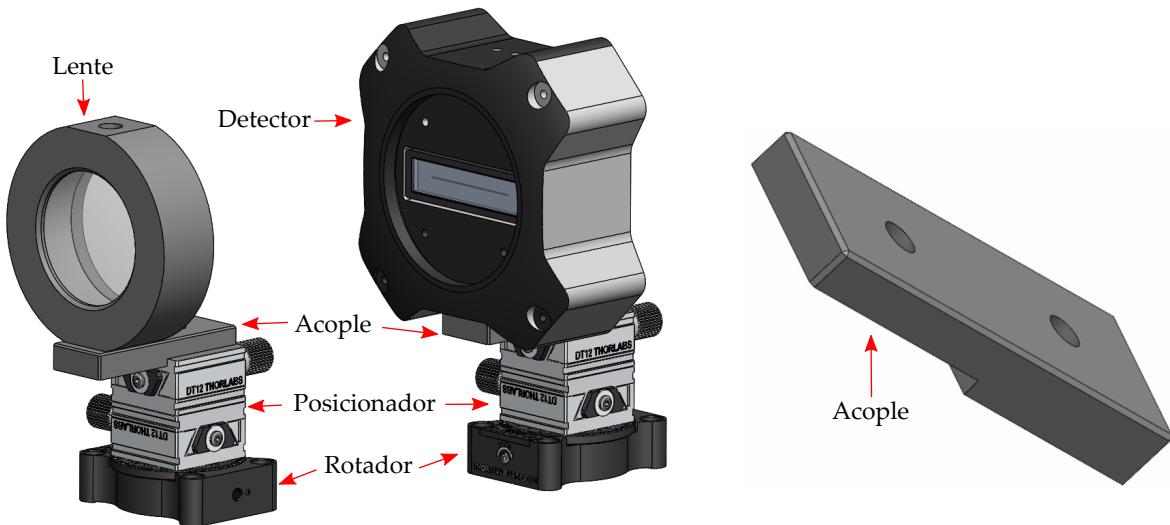


Figura 3-14: Ensamble mecánico del grupo de enfoque.

Tabla 3.5: Resumen de la resolución de los sistemas de ajuste. La traslación axial se refiere al movimiento en el eje óptico del componente mientras que la trasversal es en el plano perpendicular. La resolución está dada por revolución del tornillo de ajuste.

Componentes	Movimiento	Resolución
Fibra óptica	Inclinaciones	8 mrad
	Traslación transversal	254 μm
	Traslación axial	318 μm
Espejo parabólico	Inclinaciones	5 mrad
	Traslación axial	318 μm
Grupo de dispersion	Ángulo de incidencia	6 mrad
	Traslación transversal	350 μm
Lente / detector	Ángulo de incidencia	6 mrad
	Traslación transversal	350 μm

3.2.3. Modelación en elementos finitos

Las monturas empleadas para sujetar los componentes ópticos aplican cargas mecánicas que cambian la manera como el elemento óptico interactúa con la luz. Por ejemplo, las deformaciones introducen aberraciones ópticas en el frente de onda de la luz que pasa a través de estos, ya que se cambian las longitudes de camino ópticos. Incluso los

esfuerzos internos del elemento pueden cambiar sus propiedades polarimétricas, debido a un fenómeno conocido como birrefringencia por esfuerzo [93]. Para analizar las deformaciones de los componentes se empleó el método de elementos finitos (FEM) usando el software ANSYS APDL, el cual puede describirse como una aproximación numérica a las ecuaciones diferenciales que describen un modelo físico, acotadas por ciertas condiciones de frontera, que son solucionadas para un número finito de elementos en el que se discretiza el dominio, lo que se conoce como malla [94]. El procedimiento para simular las deformaciones empleando el FEM consiste en crear la geometría, mallar el dominio, definir las restricciones y solucionar el modelo.

El método se aplicó con dos propósitos, por un lado, se estudiaron los efectos de las cargas mecánicas en los componentes ópticos, en particular de la red de difracción y el prisma, que por la forma como se soportan, descrita en la sección 3.2.2.2, son los elementos en los que las deformaciones pueden llegar a causar errores en el frente de onda al considerar que este se ve afectado por deformaciones del orden de la longitud de onda, tal como se detalla mas adelante. Por otro lado, se analizaron las deformaciones que se producen en los acoplos del grupo de dispersión, del detector y de la lente, producto del peso de los componentes ópticos y del hecho de que están fijos a las monturas cinemáticas en forma de vigas en voladizo.

3.2.3.1. Análisis de los elementos ópticos

Como consideración general en este análisis, se tuvo en cuenta que los materiales frágiles, como los vidrios ópticos, tienen una baja capacidad para soportar deformaciones plásticas comparada con los materiales dúctiles, por lo que los esfuerzos cortantes fácilmente puede generar fisuras cuando se sobrepasa la región elástica del material. Por este motivo, el criterio de falla en los vidrio ópticos es el esfuerzo cortante máximo que soportan antes de que la deformación produzca una fractura [91]. Los componentes ópticos estudiados fueron aquellos en los que las cargas mecánicas puedan producir deformaciones que repercutan sobre el frente de onda mediante cambios en el camino

óptico en el orden de la longitud de onda (deformaciones mayores a 840 nm). Por un lado, la fibra óptica se adquiere pre-ensamblada en el conector FC/APC y este es el que se une al sistema mecánico, de manera que el acople diseñado no aplica cargas mecánicas que afecten las características ópticas de la fibra óptica. Por otro lado, el espejo parabólico se acopla a la montura cinemática mediante un adaptador con tres tornillos. Considerando el grosor del espejo y la rigidez del sustrato (Aluminio 6061-T6), los efectos de la carga mecánica que se aplican al espejo son despreciables. Por su parte, la lente de enfoque viene pre-ensamblada en una montura que funciona igual que en el caso de la red de difracción, que fue descrita anteriormente. El esfuerzo que aplica el anillo de retención depende del torque con el que se fija el anillo, del área de contacto y de las propiedades mecánicas de los dos materiales en contacto. El torque con el que se rosca el anillo generalmente es bajo para que las cargas mecánicas produzcan esfuerzos cortantes mucho menores al esfuerzo cortante máximo que soportan los vidrios ópticos, cuyo valor sugerido en la literatura es 6.9–10.34 MPa [91], y así evitar fracturas en el material. Teniendo en cuenta que el grosor de la lente (13.8 mm) es considerable respecto al diámetro (40 mm), y que la carga está aplicada en una zona alejada del diámetro de trabajo de la lente, se puede considerar que las cargas mecánicas en la lente producen esfuerzos y deformaciones bajas que tendrán un efecto despreciable en el frente de onda del campo óptico.

La red de difracción se encuentra encapsulada entre dos sustratos de BK7, cada uno de 1.5 mm de grosor. En este caso, las deformaciones si pueden llegar a ser considerables, teniendo en cuenta que este elemento es crítico en el funcionamiento del espectrómetro, además de que las estructuras de difracción son de un tamaño comparable con la longitud de onda. Para el análisis de las deformaciones empleando el FEM, se construyó una geometría cilíndrica de grosor 3 mm y diámetro 25.4 mm, que son las dimensiones de la red de difracción y se definieron como propiedades mecánicas un modulo de elasticidad de 82.0 GPa y un coeficiente de Poisson de 0.206 [95], que corresponden a las propiedades del vidrio óptico BK7, material del sustrato de la red de difracción. La

malla se realizó con el elemento sólido 185 (SOLID185) de ANSYS APDL, definido por 8 nodos, cada uno con tres grados de libertad correspondiente a las tres traslaciones. Este elemento se utiliza en análisis estructurales de sólidos tridimensionales, ya que permite formar prismas, tetraedros y pirámides dependiendo de la geometría [96].

Las restricciones planteadas fueron dos; en una de las caras se fijaron todos los grados de libertad de los nodos dentro de un disco de diámetros interior y exterior de 24.64 mm y 25.4 mm respectivamente, área correspondiente la superficie de contacto de la montura y el sustrato, mientras que por la otra cara se aplicó una fuerza distribuida entre los nodos dentro de un disco de diámetros interior y exterior de 23.42 mm y 25.4 mm respectivamente, que corresponde a la superficie del anillo que presiona al sustrato. La presión P que aplica el anillo al sustrato puede determinarse con la expresión

$$P = \frac{T}{D(0.577\mu_M + 0.50\mu_G)} \quad (3.6)$$

donde T es el torque aplicado al anillo, D es el diámetro externo de la rosca, $\mu_M = 0.19$ es el coeficiente de fricción entre el material del anillo y de la montura, en este caso ambos son aluminio anodizado, y $\mu_G = 0.15$ es el coeficiente de fricción entre el material del anillo y el sustrato [91]. Experimentalmente se medió el torque T de apriete para calcular un valor aproximado de la carga, obteniendo $P \simeq 0.5$ MPa, sin embargo, el experimento usado presenta una baja confiabilidad, por lo que se optó por duplicar el valor para asegurar que la carga aplicada sea mayor a la real y contar con un factor de seguridad. Por esto, se utilizó un valor aproximado de $P = 1$ MPa, el cual es consistente con el orden de magnitud encontrado en la bibliografía [91].

Para determinar la calidad del mallado se realizó un análisis de convergencia de malla, en el cual se aumenta el número de elementos hasta observar que la solución tiende a ser constante. Este análisis es importante ya que la solución es sensible a la calidad de la malla, haciendo que tanto una malla muy gruesa como una malla muy fina pro-

duzcan resultados poco confiables por el sub- o sobre-muestreo del dominio [94]. Los parámetros de estudio fueron la deformación y la intensidad de estrés K , que es igual a la resta entre el primer y tercer esfuerzo principal $K = \sigma_1 - \sigma_3$ [97]. Estos parámetros deben medirse en una región de interés, por ejemplo en un lugar donde se concentren esfuerzos, o en una zona cerca a la región donde se aplica la carga, pero no debe ser exactamente la zona de aplicación ya que allí el FEM presenta una singularidad, por lo que la solución no es confiable [94]. Como región de interés se seleccionó una superficie igual al área de contacto del anillo de retención, pero ubicado unas capas más adentro en el sustrato, y allí se calculó el promedio de los dos parámetros a medida que se aumentaba el número de nodos de la malla. La curva de convergencia muestra que la solución comienza a converger con una malla de 18931 nodos. Este fue el valor seleccionado para la malla final, la cual se muestra en la Fig. 3-15. En esta se observa que hay una mayor concentración de nodos en las áreas de aplicación de las restricciones, ya que allí es necesario discretizar mejor el dominio.

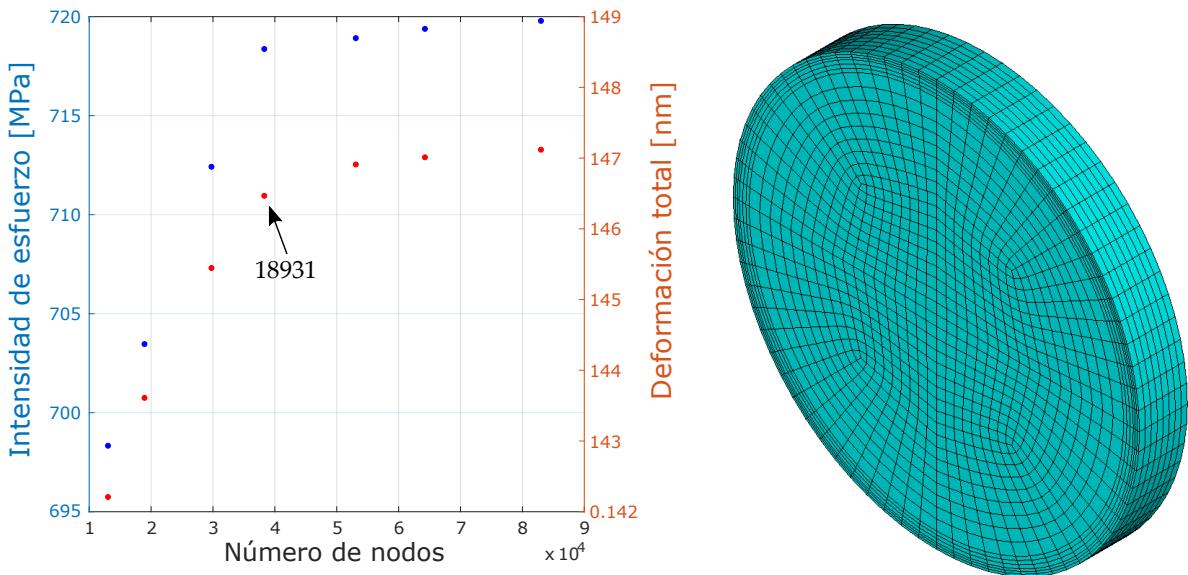


Figura 3-15: Malla de la red de difracción con el número de nodos obtenido en el análisis de convergencia (18931 nodos).

Los resultados obtenidos al solucionar el modelo con las condiciones descritas, mues-

tran que el esfuerzo cortante máximo en el sustrato es de 0.693 MPa, valor que está por debajo del criterio de falla mencionado anteriormente, por lo que se pueden descartar fracturas en el material. Por otro lado, en la Fig. 3-16 se puede observa la deformación obtenido, la cual tiene simetría radial, es decir, en un mismo radio, la solución es igual para todos los ángulos. Esto se debe a la simetría que tienen la geometría y las restricciones. Además, las deformaciones son mayores en la cara donde se aplica la carga, que corresponde a la cara de entrada de la luz, y son menores en la cara opuesta, donde está la restricción de translación. La magnitud de las deformaciones es pequeña, incluso comparadas con la longitud de onda, ya que el valor máximo 43.9 nm es inferior a $\sim \lambda/20$. Los resultados obtenidos fueron exportados a MATLAB, en donde se aproximó cada cara a una superficie esférica para calcular el radio de curvatura de estas, obteniendo valores de 8.218×10^6 m y 9.183×10^6 m para las caras de salida y entrada respectivamente. Esta curvaturas son equivalentes a $N = 0.0278$ y $N = 0.0311$, siendo N la tolerancia de radio de curvatura definida para superficies que idealmente son planas, tal como se explicó en la sección 3.2.1, en donde también se describió que la tolerancia de fabrica de la red de difracción es $N = 0.4$, un orden de magnitud mayor que estos valores. Esto significa que la deformación del sustrato, generada por la carga del anillo de retención, es despreciable comparada con el error de la superficie de curvatura de fabricación, la cual produce un error en el frente de onda de $\lambda/5$ frente a la deformación máxima que es $\sim \lambda/20$, que se alcanza en el extremo de la red, mientras que en la zona de trabajo es inferior a $\sim \lambda/30$.

Ahora bien, en el prisma se deben estudiar también los efectos de las cargas aplicadas por la fijación mecánica dado que este elemento, como parte del grupo de dispersión, es crítico en el funcionamiento del espectrómetro. La geometría del prisma consiste en una sección triangular de lados 25 mm, que se extruye 25 mm de alto. Se utilizaron las propiedades mecánicas del material del prisma F2, que tiene un modulo de elasticidad de 57 GPa y un coeficiente de Poisson de 0.220 [95]. El mallado se realizó usando el elemento sólido 285 (SOLID285) de ANSYS APDL, conformado por 4 nodos, cuyos grados

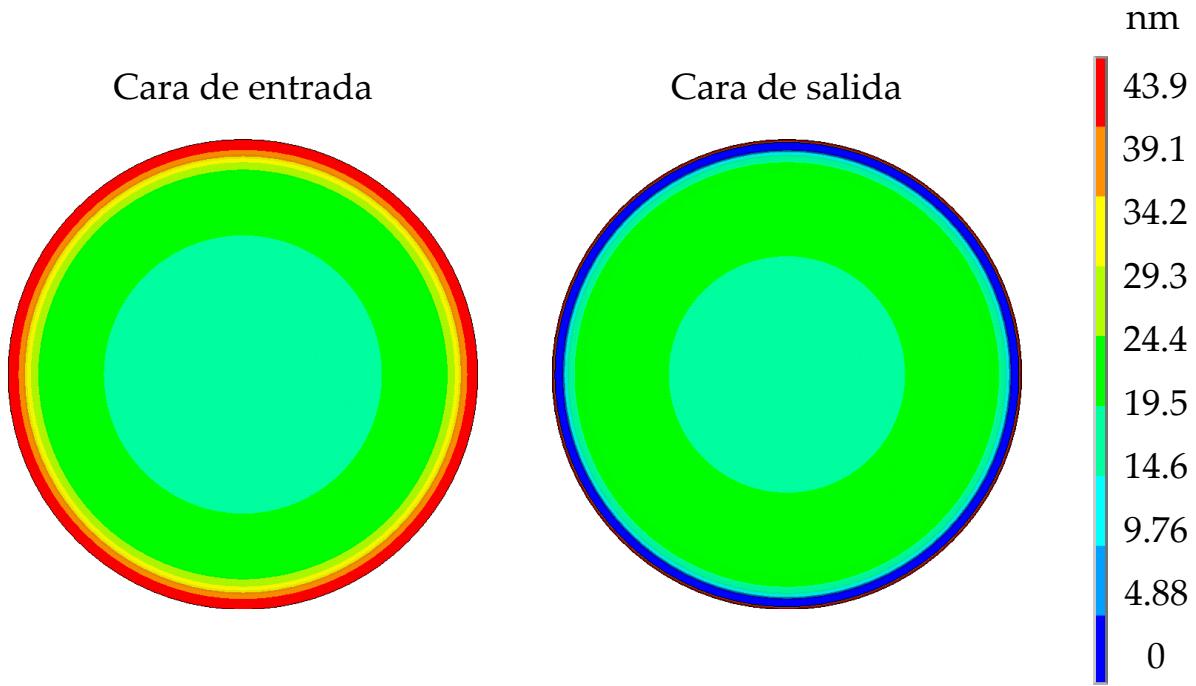


Figura 3-16: Deformación obtenida para la red de difracción con el método de elementos finitos. La máxima deformación se obtiene cerca a la zona de aplicación de la carga, donde el esfuerzo es mayor.

de libertad son las tres traslaciones. Este elemento tiene una geometría tetraédrica, por lo que se ajusta a la geometría del prisma. Las restricciones planteadas al modelo fueron tres. Por un lado, la fricción con la base restringe el movimiento de la cara inferior del prisma, por lo que se fijaron los grados de libertad de los nodos en la cara inferior. Además, los tres soportes de nailon restringen el movimiento en la dirección normal a la superficie, por esto se fijó únicamente este grado de libertad a los nodos que están en contacto con los tres soportes. Finalmente, se aplicó una carga distribuida en los nodos dentro de un círculo de radio 1.5mm, centrado en la superficie superior del prisma, ya que esta es el área de contacto con el prisionero. El valor de la carga se puede calcular con la Eq. (3.6), considerando que μ_M es en este caso el coeficiente de fricción entre la rosca del prisionero y la viga en voladizo, mientras que μ_G es el coeficiente de fricción entre el nailon y el material del prisma F2. El valor del torque de apriete se medió experimentalmente como en el caso de la red de difracción, obteniendo una carga de $P \approx 2.5$ MPa, el cual se duplicó para tener cierto factor de seguridad que compense la

baja confiabilidad del experimento. Por esto, se empleó un valor de $P = 5$ MPa, cuya magnitud es acorde a lo que se encuentra en la bibliografía [91], el cual es mucho menor al esfuerzo máximo de compresión de los vidrios ópticos, por lo que no es necesario tener en consideración posibles fallos estructurales.

Para definir la calidad de la malla se hizo también un análisis de convergencia de malla, en donde los parámetros medidos fueron la intensidad de esfuerzo y la deformación, promediados en una zona igual al área de aplicación de la carga en una altura inferior. La curva de convergencia y el mallado final con 18240 nodos, número con el que estabiliza la solución, se pueden ver en la Fig. 3-17. En la malla se observa como el elemento escogido discretiza de manera muy homogénea la geometría, además de que es apto para los bordes y vértices de esta.

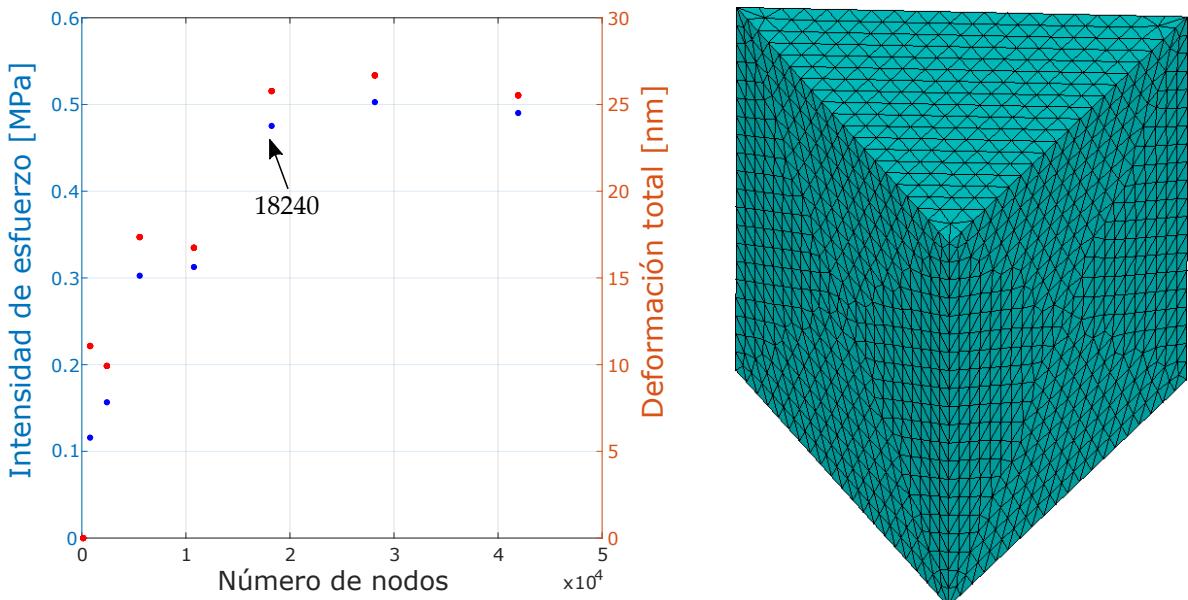


Figura 3-17: Malla del prisma con el número de nodos obtenido en el análisis de convergencia (18240 nodos).

El esfuerzo cortante máximo obtenido en el prisma al solucionar el modelo es de 1.08 MPa, lo cual se encuentra por debajo del criterio de falla, en consecuencia, se pueden des-

cartas fracturas debidas a la carga mecánica. Por otro lado, la deformación obtenida se muestra en la Fig. 3-18. Se puede ver que la mayor deformación se alcanza en la zona de aplicación de la carga, donde el esfuerzo es mayor, alcanzando un valor máximo de 230 nm. No obstante, la deformación cae rápidamente, por lo que llega a un valor máximo de 50 nm ($\sim \lambda/16$) en las caras laterales, por donde entra y sale la luz, y tiende a cero a medida que se acerca a la cara inferior. Con el resultado se concluye de nuevo que las cargas no tendrían un efecto considerable en el frente de onda de la luz que se propaga a través del prisma, ni tampoco podrían generar daños estructurales en el material.

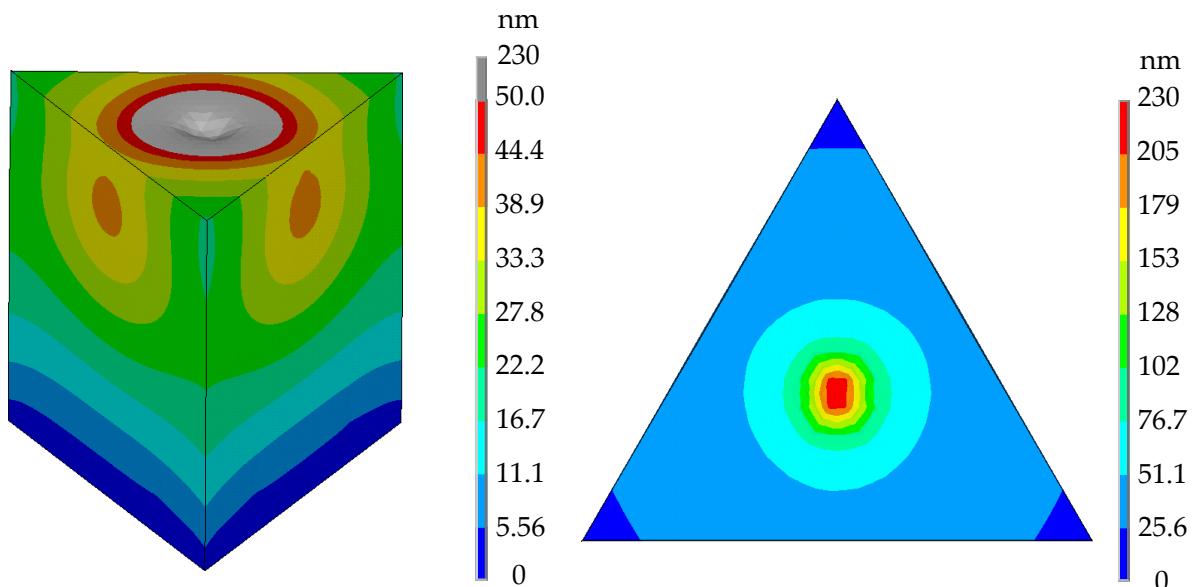


Figura 3-18: Deformación obtenida para el prisma con el método de elementos finitos. La máxima deformación se obtiene cerca a la zona de aplicación de la carga, donde el esfuerzo es mayor, y tiende a cero a medida que se acerca a la cara inferior.

3.2.3.2. Análisis de los acoplos mecánicos

Como los acoplos mecánicos están puestos en forma de viga en voladizo, su propia inercia y el peso de los componentes ópticos provocan una flexión que se presenta a lo largo de la pieza, desde el punto de apoyo hasta el extremo libre [97]. Esto se traduce en una inclinación de los componentes ópticos, que debe ser analizada para evaluar si

es considerable o no en relación a las tolerancias de inclinación definidas anteriormente. La flexión que se produce aumenta con la longitud libre de la viga y disminuye con la sección transversal [97]. Por este motivo, los acoplos se diseñaron para tener una longitud corta en relación a la sección transversal, para así reducir la flexión y por ende la inclinación. Como material de fabricación de las piezas, se propone aluminio 6061, cuya rigidez es suficiente para las cargas mecánicas que se aplican, mientras que su densidad es baja, reduciendo la carga en las monturas cinemáticas y el peso general del espectrómetro. Las propiedades mecánicas del aluminio 6061, definidas en el modelo, fueron un modulo de elasticidad de 68.9 GPa y coeficiente de Poisson de 0.33 [98].

Los análisis de la deformación de los soportes mecánicos se hicieron siguiendo un mismo procedimiento, considerando las geometrías y los valores de las cargas correspondiente a cada caso, además se sometió el sistema a una aceleración constante sobre todo el volumen, correspondiente a la gravedad con un valor de 9.8 m/s^2 . El mallado se realizó con el elemento SOLID285 de ANSYS APDL, y el análisis de convergencia en la malla se llevó a cabo promediando la intensidad de estrés y la deformación en una región cerca al extremo libre, donde se dan los mayores valores. El número de nodos donde converge la solución para el soporte del grupo de dispersión fue 24127, como se muestra en la Fig. 3-19. En el caso del soporte de la lente y el detector, se obtuvo un mismo número de nodos 12262, ya que la geometría de ambos es igual y el valores de las cargas que se aplican en cada uno es similar. Por este motivo, aunque el análisis se hizo para los dos, en la Fig. 3-19 solo se presenta la malla final y la curva de convergencia para el soporte del detector, ya que es equivalente para el soporte de la lente. La malla se hizo más fina en las proximidades de las perforaciones donde van los tornillos de ensamblaje de las piezas, dado que en esta zona se aplican restricciones exigiendo un mejor muestreo.

Las restricciones del acople del grupo de dispersión consistieron en fijar los grados de libertad de los nodos de la perforación donde se ensambla la montura cinemática y de los nodos dentro del área de contacto del acople con la montura. Se aplicaron dos

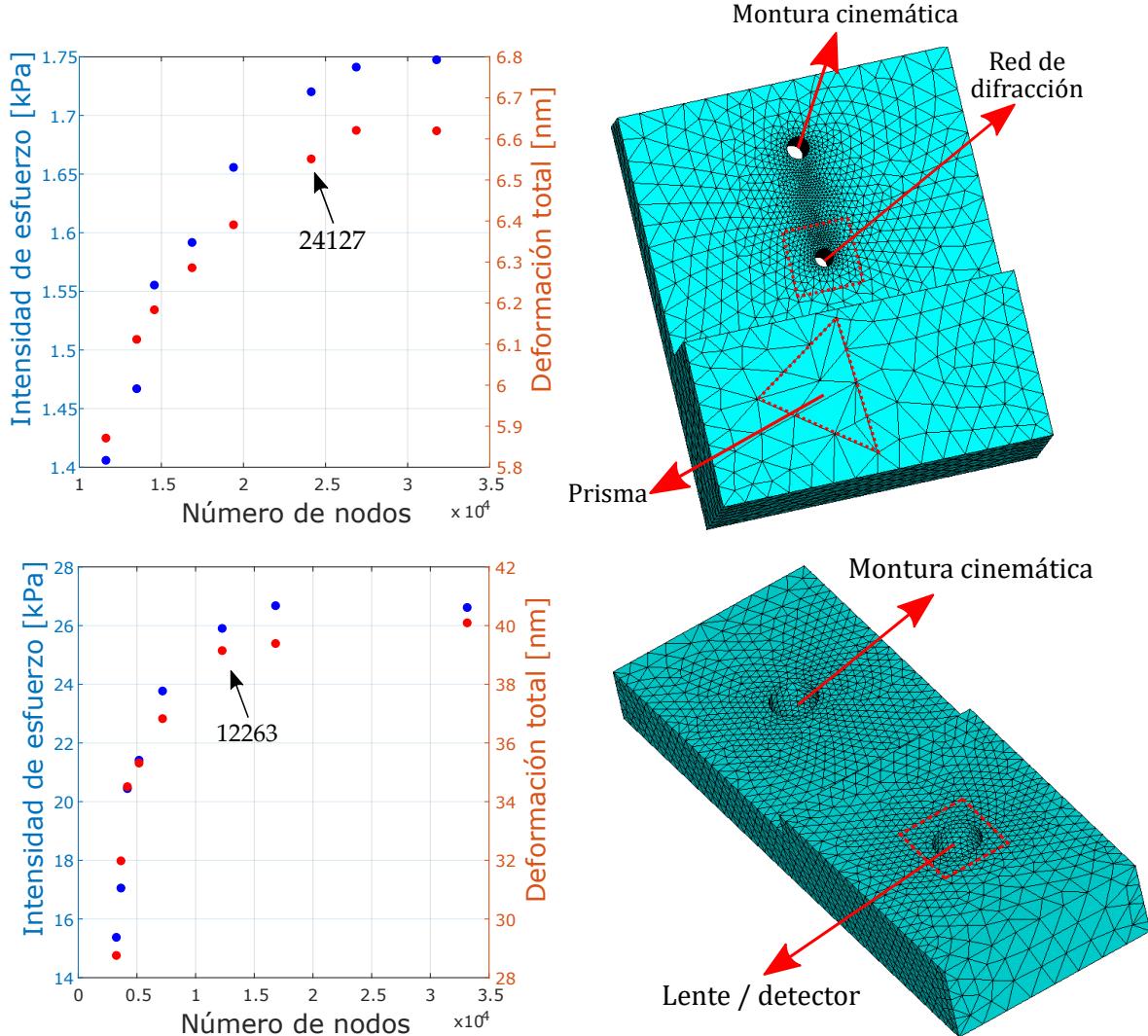


Figura 3-19: Análisis de convergencia y malla del acople del grupo de dispersión, con 24127 nodos (arriba), y del soporte del detector, que es equivalente al soporte de la lente, con 12262 nodos (abajo).

cargas, debidas a la red de difracción y al prisma, que se modelaron aplicando una fuerza equivalente a los pesos de estos elementos, distribuida en las áreas de contacto respectivas, como se ilustra en la Fig. 3-19. La deformación obtenida se muestra en la Fig. 3-20, donde se puede ver como la zona de empotramiento no se flecta, mientras que la deformación aumenta a medida que se aleja de esta zona, alcanzando el máximo valor en el extremo libre. La asimetría se debe a que el prisma está ubicado a un lado, haciendo que las deformaciones tiendan a ser mayores de ese lado. La magnitud de las

deformaciones es bajo, tal como se esperaba, por la rigidez del material y el hecho de que la longitud libre no es grande comparada con la sección transversal. Con los valores de la deformación máxima dx y de la longitud libre L_i , se calculó el ángulo de inclinación θ_i respecto al eje i aplicando la relación trigonométrica $\theta_i = \tan^{-1} (dx/L_i)$, obteniendo un valor de $\theta_y = 0.39 \mu\text{rad}$ en la dirección y y $\theta_z = 0.25 \mu\text{rad}$ en la dirección z (ver ejes en Fig. 3-20). Estos valores son mucho más pequeños que las tolerancias planteadas en la inclinación de los componentes del grupo de dispersión, en consecuencia se pueden despreciar.

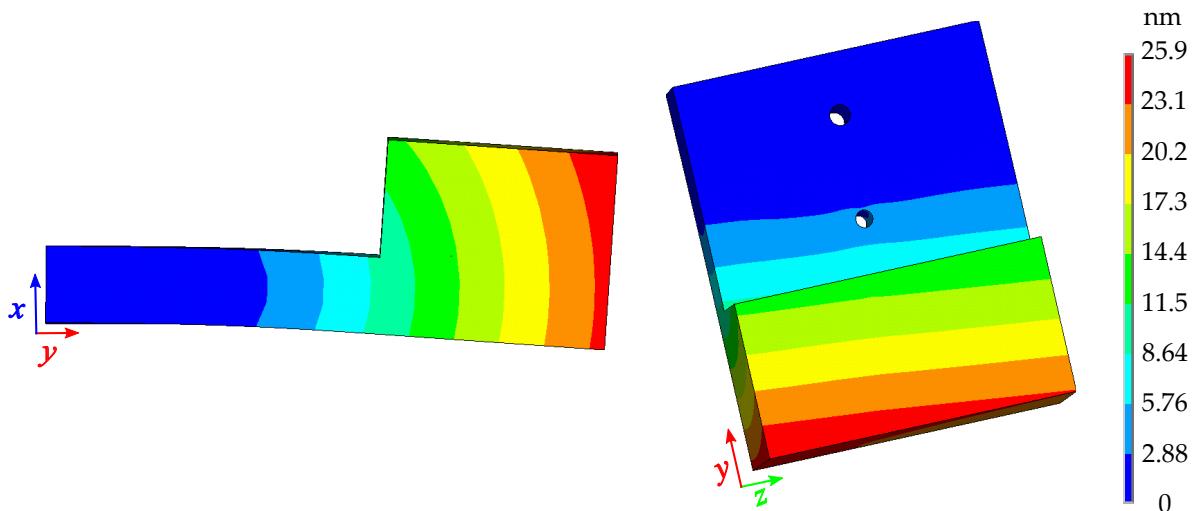


Figura 3-20: Deformación obtenida para el acople del grupo de dispersión con el método de elementos finitos.

Por otra parte, las restricciones del soporte del detector y de la lente se definieron de manera similar. Se fijaron los grados de libertad de los nodos de la perforación donde se fija la montura cinemática y de los nodos dentro del área de contacto con esta, al igual que en el modelo del acople del grupo de dispersión. La carga se aplicó en el área de contacto entre el soporte y el componente correspondiente, sea la lente o el detector, considerando su respectivo peso. El resultado de la deformación se muestra en la Fig. 3-21. Allí se observa que la flexión en este caso si es simetría, debido a que las restricciones son simétricas respecto a la linea central del soporte, y en consecuencia $\theta_z = 0$. Además, la deformación es mayor en el soporte del detector, ya que el peso de

este es cerca del doble del de la lente, por lo que se espera una mayor inclinación en este soporte. Aún así, los valores son tan pequeños que las inclinaciones obtenidas pueden ser despreciables, siendo estas $\theta_y = 1.17 \mu\text{rad}$ para el soporte de la lente y $2.75 \mu\text{rad}$ para el soporte del detector.

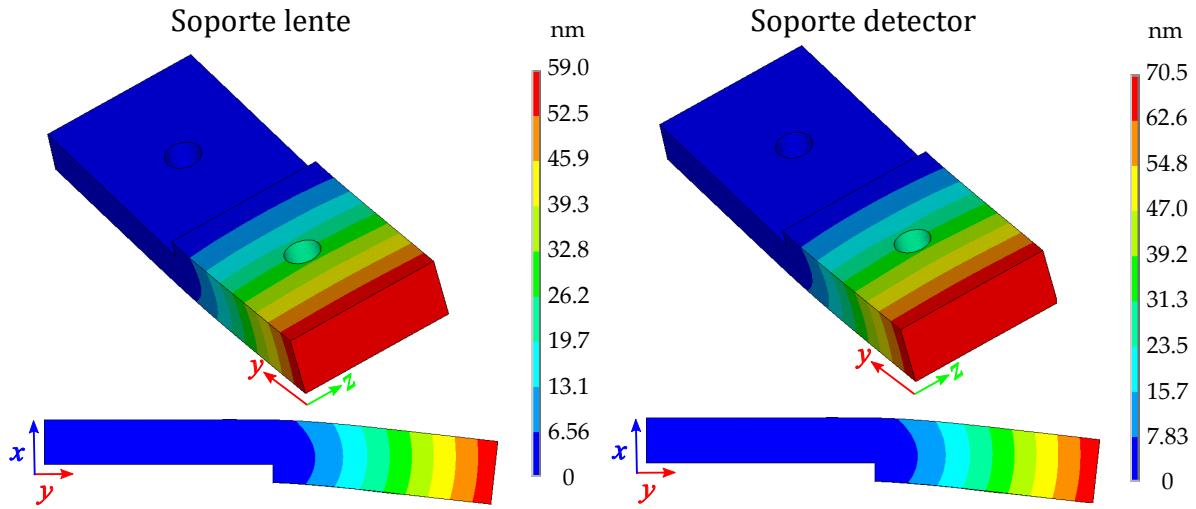


Figura 3-21: Deformación obtenida para los soportes del detector y de la lente con el método de elementos finitos.

4. Prueba de concepto y validación del espe

Con esta implementación a nivel de laboratorio se busca evaluar el funcionamiento del espe

4.1. Procedimiento de alineación

La implementación experimental del espe

teniendo en cuenta conceptos de óptica geométrica y las ecuaciones planteadas para el grupo de dispersión. La alineación se hizo principalmente con un láser de 671 nm, longitud de onda visible y cercana al rango del espectrómetro, y en algunos casos se empleó un láser Helio–Neón 633 nm.

4.1.1. Colimador

En la alineación del espejo parabólico 90° fuera de eje se empleó la reflexión en el vértice. Primero, se ubicaron dos diafragmas en una misma línea de la mesa óptica, a 90° de la línea de propagación del láser de 671 nm seguidos de un espejo plano a 90° . El procedimiento de alineación consistió en hacer coincidir el haz reflejado por este con los dos diafragmas, de manera que el haz reflejado por el espejo plano ubicado al final de la línea, siguiera el mismo camino hasta llegar a un tercer diafragma ubicado cerca de la salida del láser, tal como se muestra en la Fig. 4-1. Esta alineación está basada en el hecho de que únicamente el vértice del espejo cumple esta condición de reflexión. Por simplicidad, la línea de propagación del haz colimado se llamará línea principal en los siguientes pasos.

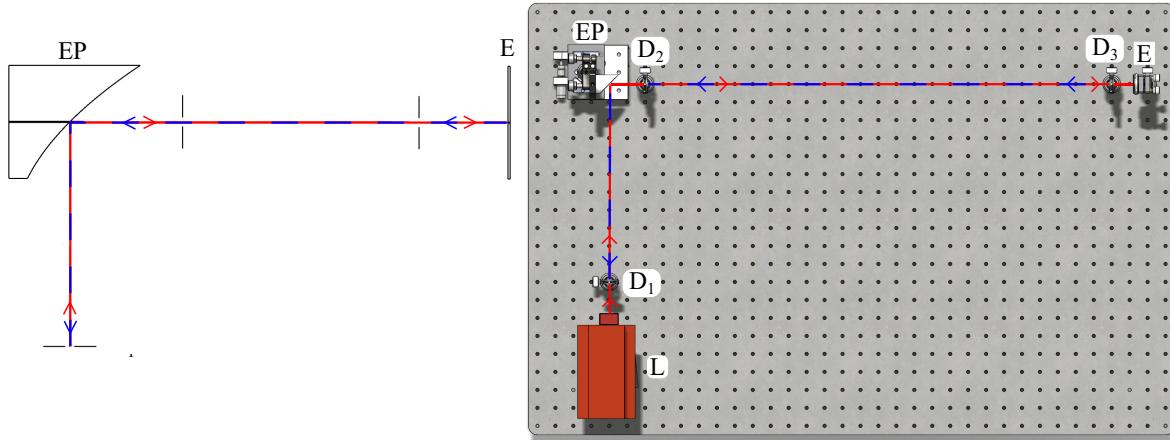


Figura 4-1: Esquema y modelo CAD de la alineación del espejo parabólico. EP: Espejo parabólico, D: Diafragma, E: Espejo plano, L: Láser.

4.1.2. Red de difracción

Cuando el ángulo de la red de difracción respecto a la línea principal es 30.26° , la longitud de onda central se difracta con este mismo ángulo, pero la longitud de onda de alineación se difracta a 17.53° , según la ecuación de la red de difracción [Eq. (2.32)]. El procedimiento de alineación de la red de difracción consistió en ubicarla de manera que el haz difractado pasara a través de dos diafragmas ubicados con el ángulo de difracción de la longitud de onda de alineación, 17.53° respecto a la normal de la red de difracción, es decir, $17.53^\circ + 30.26^\circ = 48.79^\circ$ respecto a la línea principal. Para ubicar los dos diafragmas con el ángulo deseado, se utilizó un espejo plano sobre una montura rotacional, como se muestra en la Fig. 4-2. Primero, se alineó el espejo plano para que el haz se reflejara a 90° de la línea principal. Luego, se giró el espejo $(90^\circ - 48.79^\circ)/2 = 22.1^\circ$, donde el término $1/2$ surge de que el ángulo de desviación δ del haz reflejado θ_r es dos veces el ángulo incidente θ_i , ($\delta = \theta_r + \theta_i = 2\theta_i$). De esta manera, el haz difractado por la red de difracción pasa por las dos rendijas siempre y cuando el ángulo de incidencia sea 30.26° , como se muestra en la Fig. 4-3.

4.1.3. Prisma

La alineación del prisma se hizo utilizando el haz reflejado en su primera superficie. Como el ángulo relativo entre la red de difracción y el prisma es 25.6° , el haz difractado incide sobre el prisma con un ángulo de $17.53^\circ + 25.6^\circ = 43.13^\circ$ respecto a la normal, o $43.13^\circ - 4.66^\circ = 38.47^\circ$ respecto a la línea principal, siendo 4.66° el ángulo de la normal del prisma respecto a la línea principal. El procedimiento de alineación del prisma consistió en ubicarlo de forma tal que el haz reflejado pasará por dos diafragmas ubicados a 38.47° respecto a la línea principal, como se muestra en la Fig. 4-4. Para ubicar los dos diafragmas, se empleó de nuevo un espejo plano sobre una montura rotacional. Se fijó el ángulo cero haciendo pasar el haz reflejado por dos diafragmas ubicados en una línea paralela a la línea principal y luego el espejo se rotó $38.47^\circ/2 = 19.2^\circ$.

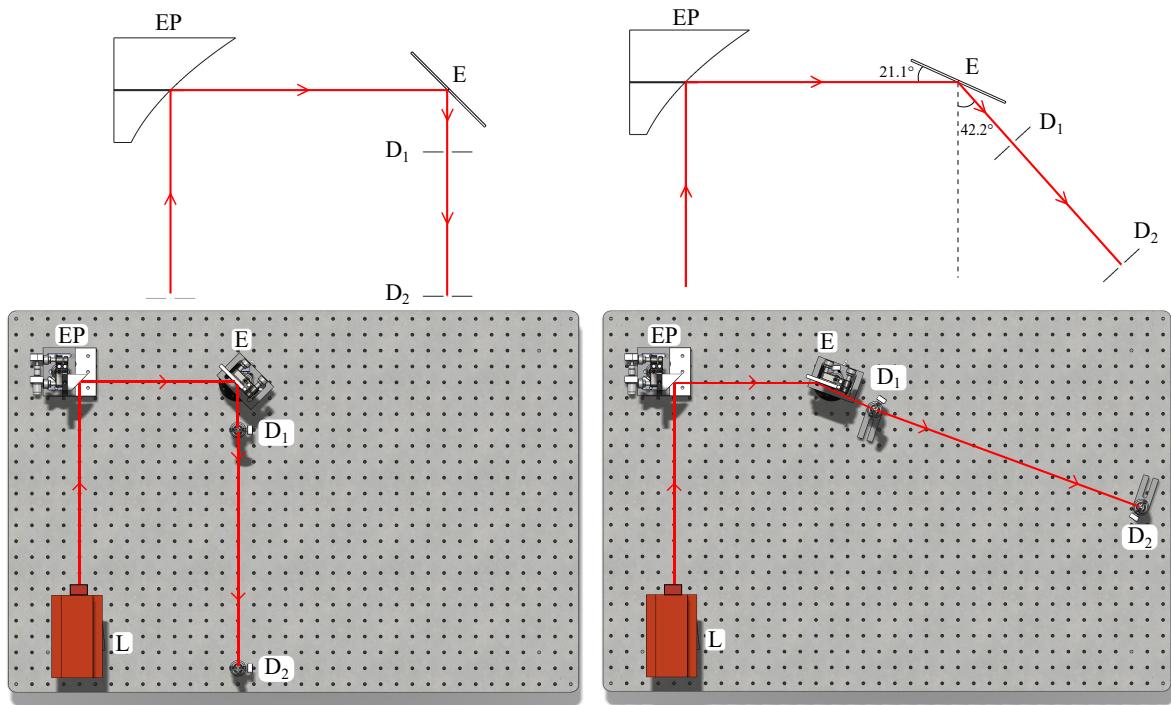


Figura 4-2: Esquema y modelo CAD de la alineación del espejo parabólico para ubicar los dos diafragmas. EP: Espejo parabólico, E: Espejo plano, D: Diafragma y L: Láser.

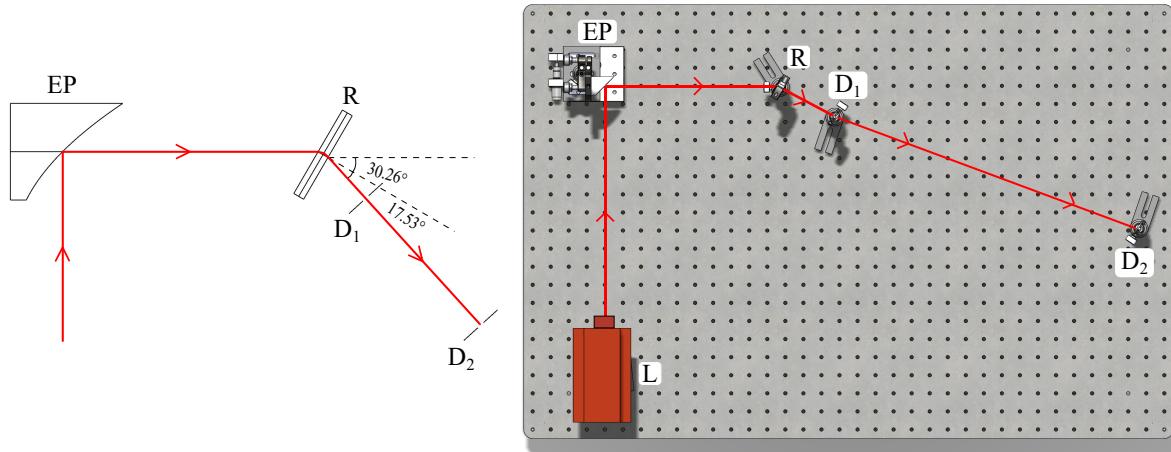


Figura 4-3: Esquema y modelo CAD de la alineación de la red de difracción utilizando dos diafragmas ubicados a 17.53° respecto a la normal. EP: Espejo parabólico, R: Red de difracción, D: Diafragma y L: Láser.

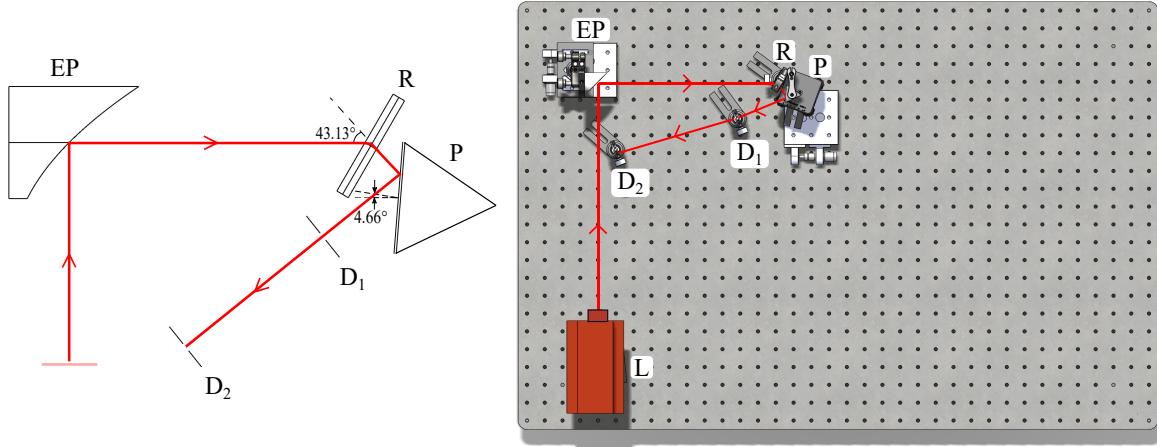


Figura 4-4: Esquema y modelo CAD de la alineación del prisma utilizando dos diafragmas ubicados a 38.47° respecto a la normal. EP: Espejo parabólico, R: Red de difracción, P: Prisma, D: Diafragma y L: Láser.

4.1.4. Lente de enfoque

La alineación del doblete acromático requiere un haz cuyo ángulo de salida del prisma sea tal que la incidencia en la primera superficie de la lente sea normal. Esto no es posible con la longitud de onda de alienación, por lo que es necesario considerar una nueva fuente. Para esto, se utilizó un láser Helio–Neón de 633 nm, el cual es reflejado por un espejo cuyo ángulo hace que el haz de salida del prisma sea 52° . Despejando la Eq. (2.31) para θ_i , usando $\psi = 52^\circ$, $n(\lambda) = 1.6165$, $\beta = 25.6^\circ$ y $\alpha = 60^\circ$, se encuentra que el ángulo de incidencia en la red de difracción debe ser 15.67° , por lo que el espejo debe rotarse $15.67^\circ/2 = 7.84^\circ$, como se muestra en la Fig. 4-5.

En esta implementación se utilizó un doblete acromático de focal 100 mm y diámetro 50.8 mm, diferente al planteado en el diseño dado que no se contaba con esta aún. Esto modifica el rango de funcionamiento del espectrómetro a 230 nm, valor que sigue cumpliendo las restricción de la Eq. (2.13) para las características de la fuente de iluminación propuesta. El hecho de que el rangopectral sea mayor produce un sobremuestreo de la señal y reduce el rango axial. Sin embargo, esto no es importante para los objetivos principales de esta implementación, que son establecer procedimientos de

alineación y calibración y evaluar la linealidad en k , ya que no se ven afectado por la lente usada, salvo por la distancia entre la lente y el detector que cambia según la nueva distancia focal encontrada en OpticStudio, cuyo valor es 99.160 mm, mientras que el ángulo respecto al prisma se mantiene igual. Además, se comprobó que con esta lente el sistema tiene un comportamiento similar, produciendo *spots* de $11.387 \pm 1.869 \mu\text{m}$ de diámetro RMS y una linealidad en k con $R^2 = 0.999917$ y residuales de 4 píxeles.

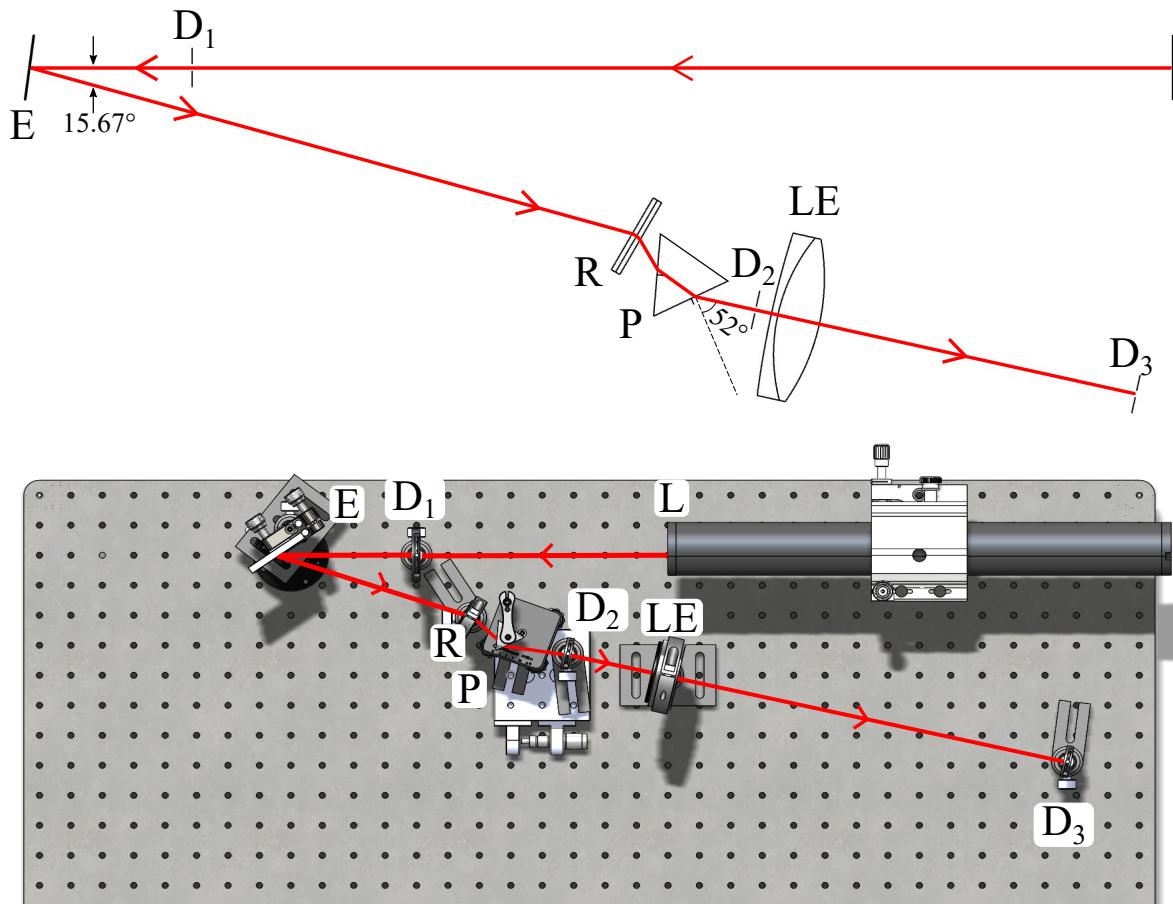


Figura 4-5: Esquema y modelo CAD de la alineación de la lente de enfoque utilizando un láser de He–Ne que incide con un ángulo de 15.67° sobre la red de difracción. EP: Espejo parabólico, R: Red de difracción, P: Prisma, D: Diafragma, LE: Lente de enfoque y L: Láser.

4.1.5. Detector

El detector debe alinearse de tal forma que sea paralelo a la lente de enfoque y que la longitud de onda central incida sobre el píxel central. Esto se logró ubicando el detector de manera que el haz incidente sobre la superficie de este se reflejará siguiendo el mismo camino. Esto se logró añadiendo un expansor de haz al láser de He–Ne y ubicando un diafragma entre la lente y el detector para observar que el haz reflejado regresará por el centro de esta, como se observa en la Fig. 4-6. Para ajustar la distancia entre la lente y el detector, se utilizó una plataforma de movimiento lineal con un tornillo micrométrico. El punto focal se encontró analizando el tamaño del spot en la señal detectada por la cámara, empleando el software SPLICCO (Thorlabs). La distancia se fijó donde el spot tenía el menor tamaño. El FWHM conseguido fue ~ 5 píxeles, centrado en el píxel 1024.

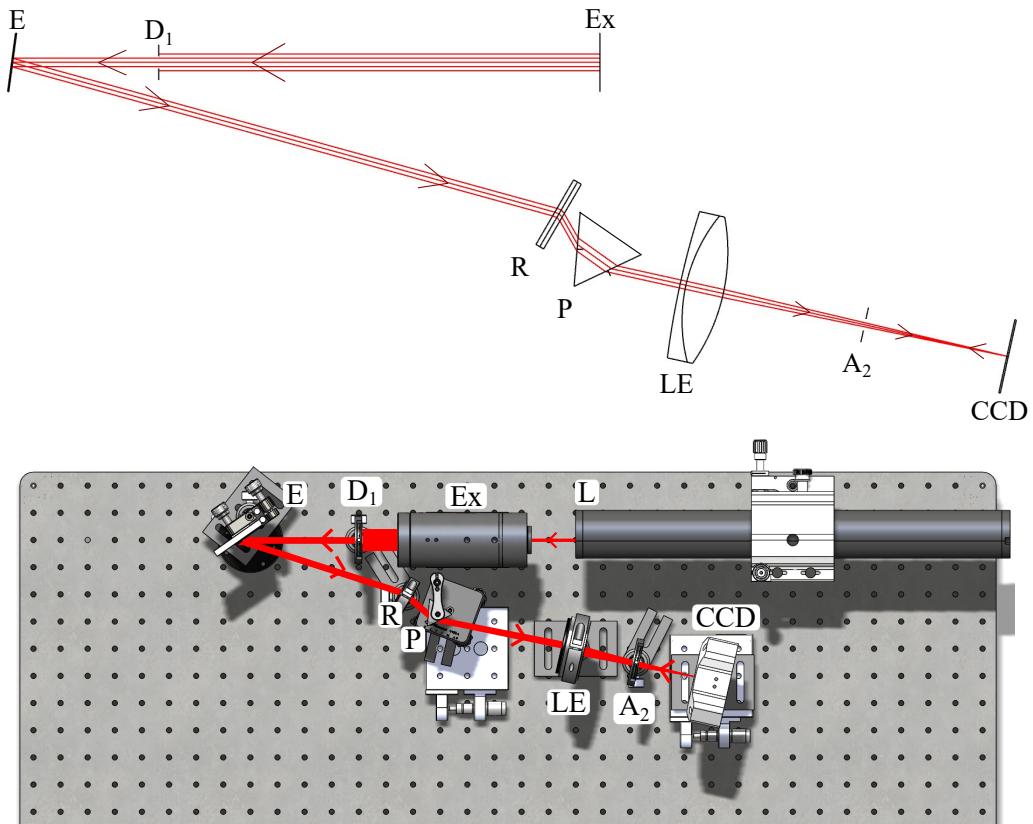


Figura 4-6: Esquema y modelo CAD de la alineación del detector. E: Espejo, R: Red de difracción, P: Prisma, D: Diafragma, LE: Lente de enfoque, CCD: Detector CCD, L: Láser y Ex: Expansor de haz.

4.1.6. Entrada

En el sistema final, la abertura de entrada del espectrómetro es la salida del acople de fibra óptica. Sin embargo, como no se dispone aún de este componente, se utilizó un objetivo de microscopio para enfocar el haz proveniente de una fibra óptica monomodo, y considerar el punto focal como la fuente puntual de entrada, como se muestra en la Fig. 4-7. Esto cambia el tamaño de la abertura experimental respecto al valor usado en el diseño, ya que en este caso está determinada por el diámetro del spot enfocado, que con el objetivo utilizado (M-20X Newport Corp.) y las condiciones de iluminación es $\sim 15 \mu\text{m}$. La diferencia entre estos valores experimentales con los de diseño se puede compensar con el diafragma ubicado luego del espejo parabólico que controla el tamaño del haz colimado con el costo de perder intensidad. El objetivo de microscopio se alineó ajustando una plataforma con traslación en tres grados de libertad hasta observar un haz colimado a través de dos diafragmas ubicados luego del espejo parabólico, sobre los cuales el diámetro del haz debía ser igual. Luego, el láser se acopló a la fibra óptica y esta se alineó con el objetivo de microscopio hasta obtener de nuevo un haz colimado a través de los dos diafragmas. Esta fibra óptica permite acoplar fácilmente cualquier fuente al sistema, diferente al láser de alineación. De esta manera se concluyó la alineación de los componentes del espectrómetro en el banco óptico tal como se muestra en la Fig. 4-8.

4.2. Calibración del espectrómetro

La calibración del espectrómetro consiste en relacionar las cuentas de cada píxel con la intensidad absoluta o relativa de una componente espectral, ya sea longitud de onda, energía, frecuencia o, en este caso, número de onda. Esto se logra mediante dos calibraciones, la primera caracteriza el eje de dispersión, relacionando cada píxel con un número de onda, y la segunda corrige las cuentas de cada píxel según la respuesta espectral del espectrómetro, compuesta por la respuesta espectral individual de los componentes (espejo, red de difracción, lente y detector), que no es igual en todo el espectro, especialmente del detector y la red de difracción.

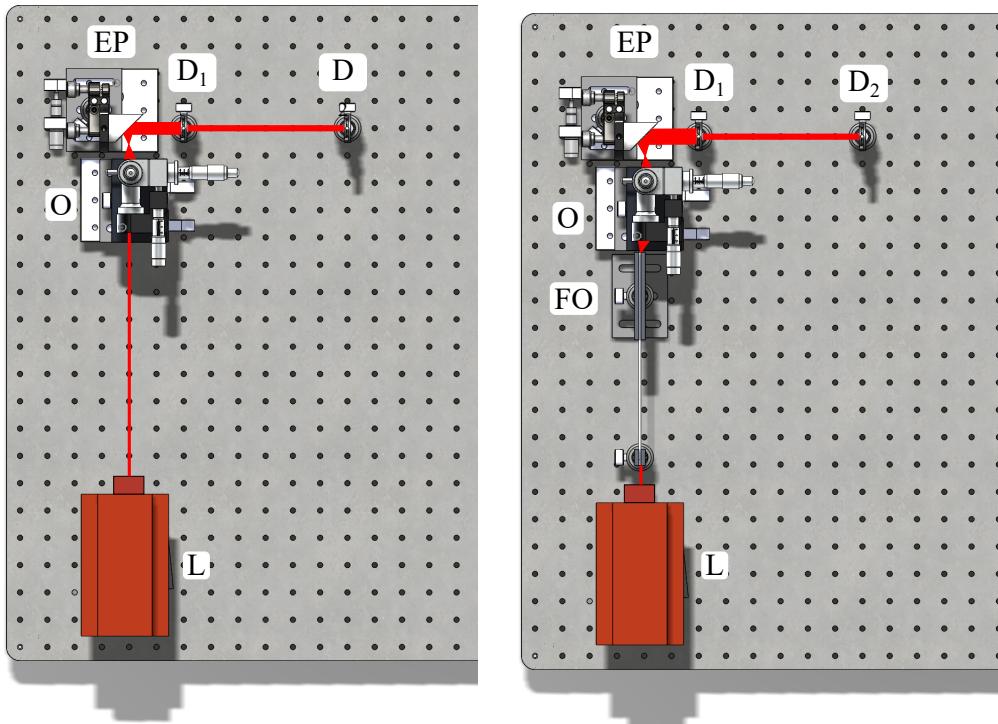


Figura 4-7: Esquema y modelo CAD de la alineación de la entrada del sistema, utilizando un objetivo de microscopio y una fibra óptica monomodo. O: Objetivo, FO: Fibra óptica, EP: Espejo parabólico, D: Diafragma y L: Láser

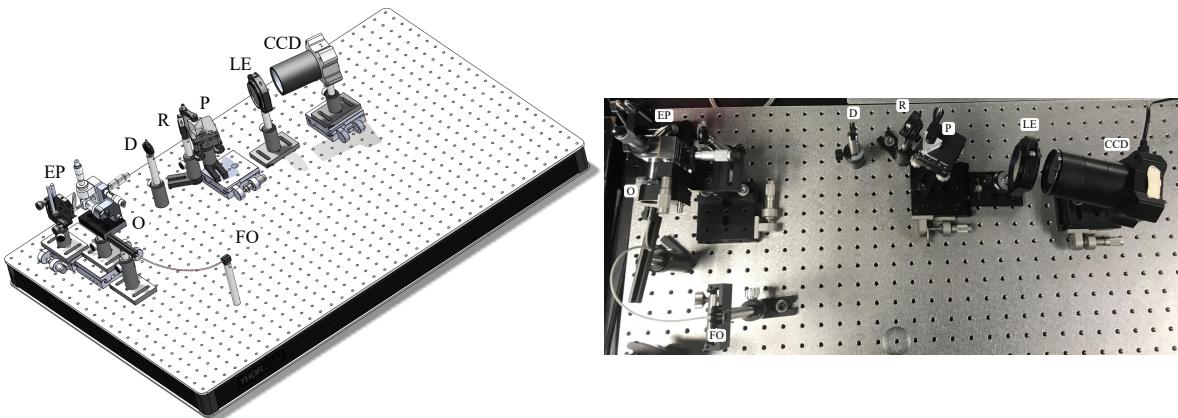


Figura 4-8: Montaje final del espectrómetro en el banco óptico. FO: Fibra óptica, O: Objetivo de microscopio, EP: Espejo parabólico, D: Diafragma, R: Red de difracción, P: Prisma, LE: Lente de enfoque, CCD: Detector CCD.

4.2.1. Calibración del eje de dispersión

Una forma de encontrar la relación entre píxel y número de onda es medir el espectro de fuentes con líneas espectrales bien definidas y conocidas. Por este motivo, se utilizó una lámpara de descarga eléctrica de Argón (Ar), el cual tiene varias líneas de emisión en el rangopectral requerido. La posición de referencia de las líneas espectrales se midió con un mini-espectrómetro (Oriel IS 78356, Newport Corp.). De esta manera, se relacionó el número de onda de cada máximo de intensidad del espectro de referencia con el píxel del máximo de intensidad equivalente en el espectro medido por el espectrómetro desarrollado. Los valores se resumen en la Tabla 4.1. Con esta información, se realizó una regresión lineal entre píxel (P) y número de onda (k), ya que se espera que el espectro esté linealmente espaciado en k , y se obtuvo la ecuación $k = 8.586 \mu\text{m}^{-1} - 1.106 \times 10^{-3}P$, con un coeficiente de determinación $R^2 = 0.999954$ y residuales inferiores a 4 píxeles.

Estos resultados se aproximan a lo que se obtuvo en la sección 3.1.3.6, donde se analizó la linealidad en k teórica del espectrómetro. La diferencia en el signo de la pendiente significa que el sentido de dispersión considerado en el modelo matemático es opuesto al experimental. Con la relación $k-P$, se deduce que el rango del espectrómetro es $6.321\text{--}8.585 \mu\text{m}^{-1}$ (994–732 nm), lo que resulta en un anchoespectral de $\Delta k = 2.264 \mu\text{m}$ y número de onda central $k_c = 7.453 \mu\text{m}^{-1}$, equivalentes a $\Delta\lambda = 262.11 \text{ nm}$ y $\lambda_c = 843 \text{ nm}$. La resoluciónespectral limitada por el tamaño del píxel es $\Delta k/N = 1.106 \text{ mm}^{-1}$, siendo $N = 2048$ el número de píxeles, mientras que en términos de longitud de onda el valor promedio es 1.28 \AA , ya que este valor varía debido a la relación inversa que existe entre λ y k . Los valores obtenidos se alejan de los valores teóricos $\Delta\lambda = 230 \text{ nm}$ y $\lambda_c = 840 \text{ nm}$ planteados para la lente usada en el montajeexperimental, posiblemente porque la distancia entre la lente y el detector no es exactamente el valor que se determinó teóricamente, además de los errores en la posiciónangular de la red de difracción y el prisma asociados a los procedimientos de alineación.

Los resultados obtenidos se resumen en la Fig. 4-9, donde se muestra el espectro del Argón luego de la calibración con el espectro de referencia, así como la regresión lineal k - P obtenida y sus residuales.

Tabla 4.1: Datos para la calibración de k - P . Longitud de onda λ , número de onda k y número de píxel P de los 10 máximos de intensidad medidos de la lámpara de Argón en el espectro de referencia y de calibración.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
λ [nm]	854.1	844.3	828.0	812.7	802.3	795.9	772.8	763.3	750.8	738.3
k [μm^{-1}]	7.357	7.442	7.588	7.731	7.832	7.894	8.130	8.232	8.369	8.510
Píxel	1115	1031	903	772	680	624	412	324	196	67

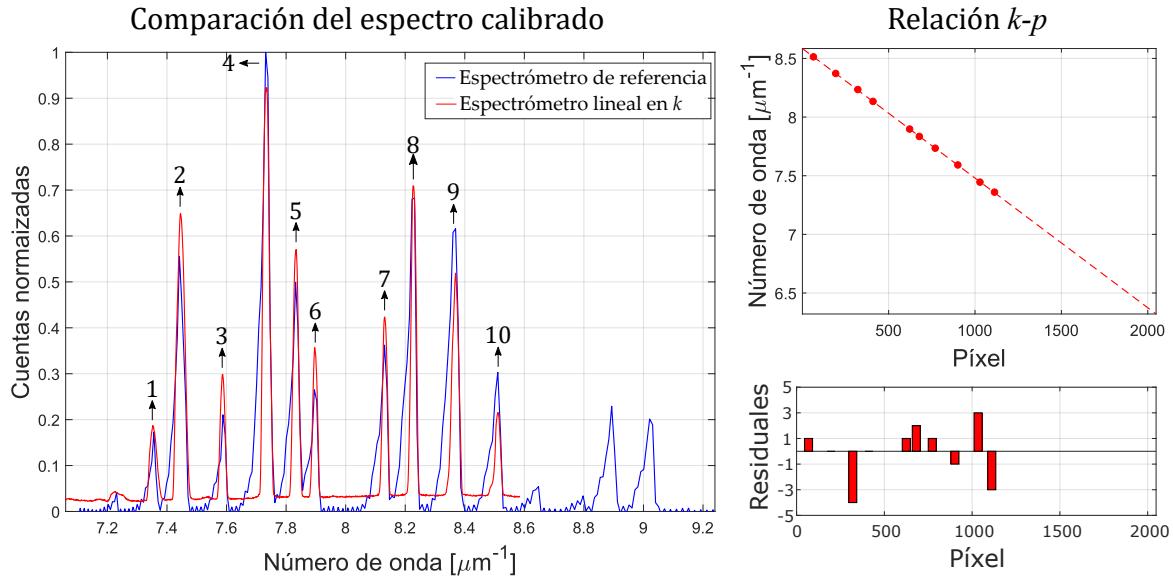


Figura 4-9: Resultado de la calibración k - P utilizando 10 líneas de emisión del Argón.

4.2.2. Calibración de la sensibilidadpectral

Con este segundo procedimiento de calibración se busca eliminar el efecto de la sensibilidad espectral de los elementos del especlómetro, ya que el espectro medido $S_m(k)$ es una modificación del espectro original $S_o(k)$, es decir, $S_m(k) = S_o(k) R(k)$, siendo $R(k)$ la respuesta espectral del especlómetro. En el caso de aplicaciones radiométricas,

es necesario relacionar el número de cuentas con una magnitud absoluta como el flujo radiante Φ (medido en W), lo que exige lámparas de calibración muy bien caracterizadas en condiciones experimentales controladas. En la mayoría de aplicaciones, como en este caso, basta con una comparación relativa respecto a la medida, con lo que se obtiene un número de cuentas relativo. Para encontrar la respuesta espectral relativa, se puede utilizar una fuente de calibración cuyo espectro sea conocido y calcular $R(k)$:

$$R(k) = \frac{S_m(k)}{S_0(k)}. \quad (4.1)$$

En este caso, se puede utilizar el mini-espectrómetro para medir el espectro de referencia de una fuente y utilizar esta medida como $S_0(k)$, sin embargo, el hecho de que su rango espectral (134–885 nm) no cubre todo el rango del espectrómetro implementado, hace que la medida no sea suficiente para la calibración, además de que el ruido del mini-espectrómetro es muy alto y no se sabe con certeza si su respecta espectral está bien calibrada en el rango requerido, ya que se trata de una zona en el extremo del rango, por lo que la medida podría no ser confiable. Por este motivo, se optó por utilizar las respuestas espetrales teóricas suministradas por los fabricantes de los componentes. Se encontró que la reflectancia del espejo parabólico y el prisma es respectivamente $\sim 98\%$ y $\sim 9\%$, mientras que para la lente de enfoque, la transmitancia es de $\sim 98\%$. No obstante, en todos los casos los valores se mantienen muy constantes a lo largo de rango espectral de interés, por lo que pueden ser despreciados. Para la red de difracción, se encontró que la eficiencia de difracción varía notablemente en el rango espectral, al igual la eficiencia espectral del detector. Según lo anterior, se consideraron únicamente la red de difracción y el detector para construir la curva de sensibilidad espectral.

Para evaluar el comportamiento de esta curva, se midió y corrigió el espectro de la fuente de iluminación del sistema de SD-OCT descrito en la sección 3.1.1. El espectro antes y después de la corrección se muestra en la Fig. 4-10, donde se incluyó la medición del mini-espectro con el propósito de tener una medida de referencia cualitativa, mostrando

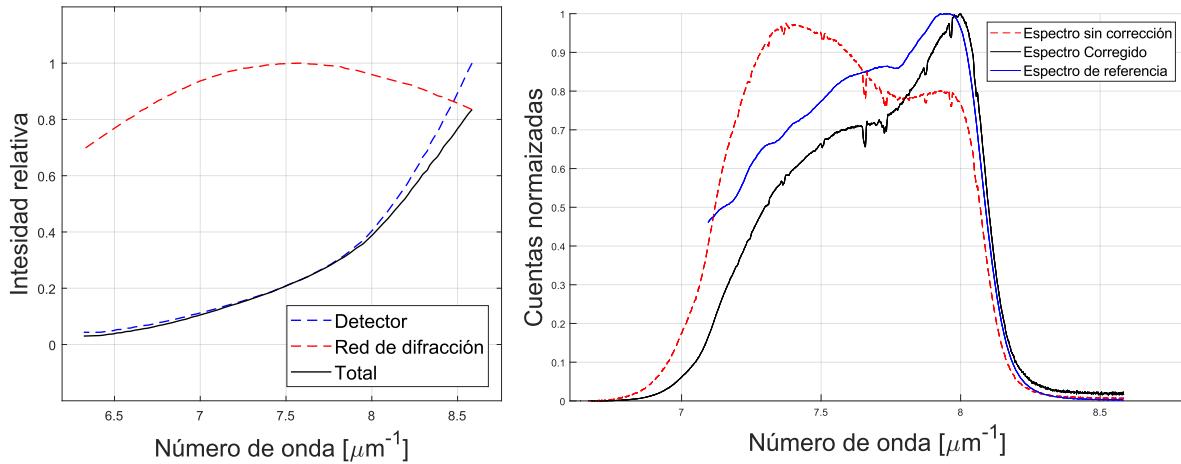


Figura 4-10: Respuesta espectral considerando la sensibilidad del detector y la eficiencia de la red de difracción, usada para corregir el espectro medido de la fuente de iluminación del sistema de SD-OCT.

que las formas de los espectros tienden a ser similares, a excepción de la zona cerca del máximo de cuentas en donde el especlómetro lineal en k muestra un máximo más pronunciado en relación a los otros números de onda, comparado con el máximo del mini-espectrómetro.

4.3. Software de adquisición de datos

El detector emplea el estándar VISA (*Virtual Instrument Software Architecture*) para transferir la señal digital a un computador. Este estándar funciona como interfaz entre el hardware y algunos entornos de desarrollo de software. La aplicación de control y adquisición de datos se desarrolló en el software LabVIEW utilizando una librería dinámica suministrada por el proveedor del detector, la cual tiene varias funciones que se encargan de la comunicación con este. En la Tab.4.2 se resumen las funciones de la librería dinámica empleadas para el desarrollo de la aplicación.

La interfaz de aplicación desarrollada en LabVIEW se muestra en la Fig. 4-11. Esta gráfica el número de cuentas para cada píxel y dispone de un menú con varias herramientas. La sección de escaneo continuo, permite activar o desactivar la adquisición de

Tabla 4.2: Resumen de las funciones de la librería dinámica empleadas para el desarrollo de la aplicación en LabVIEW.

Función	Acción	Entradas	Salidas
init	Crea y configura la sesión VISA	Nombre del instrumento ¿Pedir identificación? ¿Reiniciar?	Sesion VISA Estado del error
setIntegrationTime	Configura el tiempo de integración	Sesion VISA Tiempo de integración Estado del error	Sesion VISA Estado del error
setOperatingMode	Configura el modo de operación	Sesion VISA Modo de trigger: (1) Manual por software (2) Continuo por software (3) Manual por hardware (4) Continuo por hardware Estado del error	Sesion VISA Estado del error
startScan	Disparo manual por software	Sesion VISA Estado del error	Sesion VISA Estado del error
getScanData	Digitaliza la señal	Sesion VISA Estado del error	Señal digital Sesion VISA Estado del error

datos en modo continuo y se puede configurar el tiempo de integración, el número de escaneos que se promedian y si se desea mostrar la señal o su transformada de Fourier. En la sección de escaneo secuencial, se permite programar una rutina de adquisición de datos, fijando un tiempo de espera entre cada señal y el número de escaneos. Al final, los datos se guardan en un archivo separado por comas (.csv) en la ubicación especificada. Para manipular la gráfica, se puede utilizar la sección de opciones de graficación, donde se permite hacer zoom, desplazamientos y restablecer los límites de los ejes, y la sección de cursores, donde se crean y manipulan cursores para analizar valores en posiciones específicas de la gráfica. Debe mencionarse que fue necesario incluir la calibración del espectro en la aplicación de LabVIEW ya que esta se utilizará únicamente para adquirir y guardar los datos, para luego ser procesados en otro software como MATLAB.

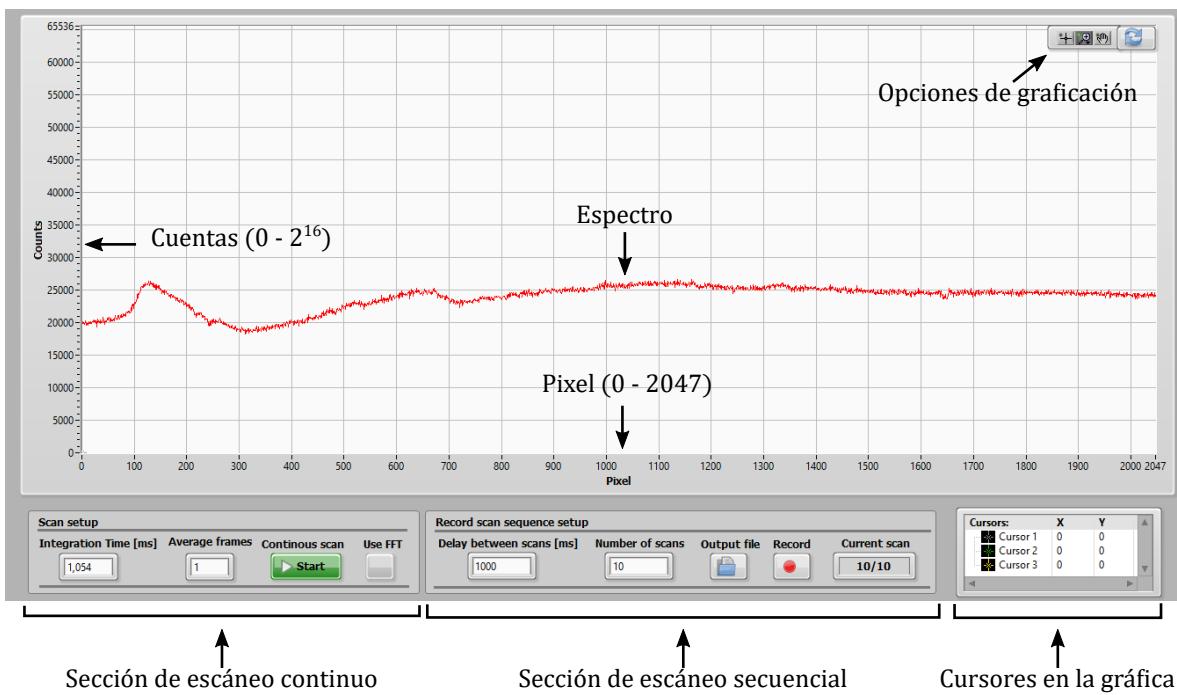


Figura 4-11: Interfaz de la aplicación desarrollada en LabVIEW.

5. Conclusiones y trabajos futuros

5.1. Conclusiones

En el desarrollo de este trabajo, se abordaron los objetivos propuestos de manera satisfactoria, llevando a que el resultado obtenido cubriera las expectativas y alcances planteados, mediante el diseño de un espectrómetro lineal en el número de onda que opera bajo las especificaciones de un sistema SD-OCT, empleando componentes comerciales y otros disponibles en el laboratorio. Durante la revisión del estado del arte, se adquirieron conceptos básicos de espectroscopía y de su uso en SD-OCT, logrando recopilar un conjunto de referentes sobre fundamentos de diseño de espectrómetros. En el marco teórico-conceptual presentado, tanto en el área de SD-OCT como en el área de espectroscopia, se desarrollan los modelos matemáticos y conceptos de manera detallada para que sea útil como primera aproximación a personas interesadas en estas áreas, remitiendo constantemente a referencias bibliográficas donde se puede profundizar.

Al estudiar las características del detector empleado en el espectrómetro, se encontró que tiene propiedades útiles para ser usado espectroscopia y en particular para SD-OCT. Al tratarse de una cámara lineal cuenta con un alto número de píxeles, permitiendo una alta resoluciónpectral y en consecuencia un buen muestreo y rango axial en el sistema de SD-OCT. La única restricción importante que presenta el detector es su baja respuesta espectral relativa en el rango del espectrómetro, sin embargo, esto se compensa con la alta sensibilidad general que tiene el detector y la resolución del convertidor análogo-digital que permite una cuantización apropiada de la señal, por lo que se espera que los tiempos de exposición necesarios en el sistema de SD-OCT sean cercanos a 10 ms. En relación al diseño óptico, se encontró que el tamaño del píxel y la longitud del detector son los dos parámetros que deben considerarse para la selección de los componentes, el primero establece el tamaño máximo de los *spots* y el segundo determina la distancia focal del sistema óptico de enfoque.

El diseño óptico planteado integra componentes comerciales, logrando que el especlómetro opere en el rango y resolución espectral planteados, con un tamaño de *spots* en el plano del detector compatible con las características del píxel, y una alta linealidad en el número de onda. Esto se logró empleando las herramientas de simulación, evaluación y análisis del software OpticStudio, con el que se asistió el proceso de diseño óptico, mediante la evaluación y comparación de elementos comerciales para seleccionar los más apropiados para el sistema según los criterios de diseño, resaltando que las herramientas de trazado de rayos permiten validar un sistema óptico previo a su implementación. Adicionalmente, el procedimiento de optimización propuesto para determinar las características de la red de difracción y del prisma, para obtener un espectro equidistante en k , se estableció en términos generales para que pueda ser aplicado en el diseño de otros especlómetros, utilizando parámetros prácticos como el ángulo relativo entre la red de difracción y el prisma, y características comerciales como la constante de la red de difracción y el material del prisma. Este procedimiento fue enviado y aceptado como artículo de conferencia al evento *Latin American Optics & Photonics Conference 2018* de la organización *The Optical Society of America* (OSA).

Se propuso un diseño mecánico preliminar para integrar el especlómetro en un sistema compacto para un trabajo futuro, en donde los componentes se ajustan de manera estable, posibilitando su alineación. Este diseño cumple con los rangos definidos en el procedimiento de análisis de tolerancias en OpticStudio, el cual se planteó como un proceso metódico que puede ser válido para el análisis de otros sistemas ópticos. Además, los montajes de los componentes ópticos no introducen cargas mecánicas que generen cambios considerables en la forma como se propaga la luz a través de estos, tal como lo demuestran los resultados del análisis hecho con el método de elementos finitos en ANSYS APDL, por lo que no fue necesario considerar correcciones mediante post-procesamiento o plantear sistemas de fijación diferentes. Esto demuestra que la montura óptica que emplea el anillo de retención es apta para sujetar la red de difracción y la lente, ya que no introduce deformaciones cercanas o mayores a la longitud

de onda que se traduzcan en errores del frente de onda considerables. Igualmente, la fijación del prisma mediante el tornillo prisionero que aplica una carga que se acerca a ser puntual, concentra los esfuerzos y las deformación en la cercanía de la aplicación de la carga, por lo que las deformaciones en la zona por donde se propaga la luz a través del prisma no cambian considerablemente el frente de onda.

La implementación experimental a nivel de laboratorio sirvió como prueba de concepto para comprobar el funcionamiento del espectrómetro, evaluar su linealidad en el número de onda y establecer un procedimiento de alineación que pueda ser usado para el montaje del espectrómetro en otras instancias, de lo cual se destacan dos cosas, por un lado, la longitud de onda de alineación es visible, por lo que no está contenida en el rangopectral de funcionamiento que hace parte del rango del infrarrojo cercano, y por otro lado, los componentes no están alineados en eje. En el procedimiento de alineación fue necesario hacer uso de conceptos básicos de la óptica geometría, validados en OpticStudio, para establecer criterios de alineación basados en las características del sistema, sentando bases prácticas que pueden ser usadas incluso para la alineación de otros sistemas fuera de eje o que no operen en el espectro visible. Además, se estableció un procedimiento de calibración para corregir la respuestapectral del espectrómetro, considerando la eficiencia de la red de difracción y la sensibilidad spectral del detector, y determinar la relación píxel–número de onda con base en una comparación con el espectro de una lámpara de Argón, medido por un instrumento de referencia calibrado, encontrando que el Argón tiene líneas de emisión en el espectro de infrarrojo cercano que son adecuadas para calibraciones spectrales en este rango.

La aplicación de adquisición de datos desarrollada en LabVIEW permite multiples funciones prácticas para el sistema de SD-OCT, como la opción de visualizar el espectro o su transformada de Fourier, así como la posibilidad de programar una rutina de adquisición de datos que son exportados al final como un archivo de texto para que sean procesados y visualizados en otros softwares.

El espeítrómetro implementado en la prueba de concepto mostró una alta linealidad en el número de onda, en el rango espectral entre 732–994 nm, con un coeficiente de determinación de $R^2 = 0.999954$, validando el diseño óptico desde un punto de vista conceptual y en cuanto a la linealidad en k . Por este motivo, el espeítrómetro propuesto puede ser empleado en la técnica de SD-OCT, sin necesidad de realizar una interpolación numérica para obtener una señal lineal en el número de onda.

5.2. Trabajo futuro

Como trabajo futuro, en primer lugar se propone reemplazar la lente de enfoque empleada en el sistema experimental por la lente propuesta en el diseño óptico una vez se disponga de esta, utilizando el procedimiento de alienación planteado, y luego realizar de nuevo el procedimiento de calibración para comprobar el nuevo rango espectral y la linealidad en k . Con este cambio ya podría implementarse el resto del sistema de SD-OCT, del cual ya se cuenta con la fuente de iluminación, el interferómetro de fibra óptica y el espeítrómetro para la detección.

Una vez validado el funcionamiento, los componentes pueden integrarse en el sistema mecánico que se propuso, posterior a realizar un revisión y retro-alimentación considerando que la propuesta de ensamble en este documento es preliminar, asegurando que todos los componentes se encuentren dentro de las tolerancias determinadas mediante el proceso de diseño y siguiendo el procedimiento de alineación usando en la implementación a nivel de laboratorio.

En relación a la calibración del sistema, debe estudiarse la posibilidad de emplear un instrumento de referencia que sea mas adecuado para la calibración, sobre todo en cuanto a la respuesta espectral, cuya calibración se hizo utilizando curvas teóricas suministra-

das por los fabricantes. Por ejemplo, un instrumento apto para esto es un analizador de espectro óptico (OSA, *Optical Spectrum Analyzer*), los cuales típicamente presentan una mayor resolución espectral que los espectrómetros convencionales como el que se empleó de referencia.

Referencias

- [1] C. Guy and D. Ffytche. *An introduction to the principles of medical imaging*. World Scientific, 2005.
- [2] D. Sutton. A textbook of radiology and imaging. 1987.
- [3] K. Doi. Diagnostic imaging over the last 50 years: research and development in medical imaging science and technology. *Physics in Medicine & Biology*, 51(13):R5, 2006.
- [4] E Russell Ritenour. Principles and advanced methods in medical imaging and image analysis. *Medical Physics*, 36(4):1460–1460, 2009.
- [5] D. Huang, E. Swanson, C.P. Lin, J.S. Schuman, W.G. Stinson, W. Chang, M.R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, and et. al. C.A. Puliafito. Optical coherence tomography. *science*, 254(5035):1178–1181, 1991.
- [6] E. James J. Fujimoto and Swanson. The development, commercialization, and impact of optical coherence tomography. *Investigative ophthalmology & visual science*, 57(9):OCT1–OCT13, 2016.
- [7] J.G. Fujimoto and W. Drexler. *Optical Coherence Tomography: Technology and Applications*. Springer, 2015.
- [8] C.A. Puliafito, M.R. Hee, C.P. Lin, E. Reichel, J.S. Schuman, J.S. Duker, J.A. Izatt, E.A. Swanson, and J.G. Fujimoto. Imaging of macular diseases with optical coherence tomography. *Ophthalmology*, 102(2):217–229, 1995.

- [9] A. Kowalczyk T. Bajraszewski M. Wojtkowski, R. Leigeb and A. Fercher. *In vivo* human retinal imaging by fourier domain optical coherence tomography. *Journal of biomedical optics*,, 7(3):457–463, 1991.
- [10] G.J. Tearney, M.E. Brezinski, J.F. Southern, B.E. Bouma, S.A. Boppart, and J.G. Fujimoto. Optical biopsy in human gastrointestinal tissue using optical coherence tomography. *SPIE milestone series*, 165:571–575, 2001.
- [11] A.M. Rollins, R. Ung-Arunyawee, A. Chak, C.K. Wong, K. Kobayashi, M.V. Sivak, and J.A. Izatt. Real-time *in vivo* imaging of human gastrointestinal ultrastructure by use of endoscopic optical coherence tomography with a novel efficient interferometer design. *Optics letters*, 24(19):1358–1360, 1999.
- [12] A.F. Fercher. *In vivo* optical coherence tomography. *Am J Ophthalmol*, 116:113–114, 1993.
- [13] E.A. Swanson, J.A. Izatt, M.R. Hee, D. Huang, C.P. Lin, J.S. Schuman, C.A. Puliafito, and J.G. Fujimoto. *In vivo* retinal imaging by optical coherence tomography. *Optics letters*, 18(21):1864–1866, 1993.
- [14] M.R. Hee, C.A. Puliafito, C. Wong, J.S. Duker, E. Reichel, B. Rutledge, J.S. Schuman, E.A. Swanson, and J.G. Fujimoto. Quantitative assessment of macular edema with optical coherence tomography. *Archives of ophthalmology*, 113(8):1019–1029, 1995.
- [15] M.R. Hee, C.A. Puliafito, J.S. Duker, E. Reichel, J.G. Coker, J.R. Wilkins, J.S. Schuman, E.A. Swanson, and James G Fujimoto. Topography of diabetic macular edema with optical coherence tomography. *Ophthalmology*, 105(2):360–370, 1998.
- [16] M.R. Hee, C.A. Puliafito, C. Wong, J.S. Duker, E. Reichel, J.S. Schuman, Eric A E.A. Swanson, and James G Fujimoto. Optical coherence tomography of macular holes. *Ophthalmology*, 102(5):748–756, 1995.

- [17] M.R. Hee, C.A. Puliafito, C. Wong, E. Reichel, J.S. Duker, J.S. Schuman, E.A. Swanson, and J.G. Fujimoto. Optical coherence tomography of central serous chorioretinopathy. *American journal of ophthalmology*, 120(1):65–74, 1995.
- [18] M.R. Hee, C.R. Baumal, C.A. Puliafito, J.S. Duker, E. Reichel, J.R. Wilkins, J.G. Coker, J.S. Schuman, E.A. Swanson, and J.G. Fujimoto. Optical coherence tomography of age-related macular degeneration and choroidal neovascularization. *Ophthalmology*, 103(8):1260–1270, 1996.
- [19] J.S. Schuman, M.R. Hee, C.A. Puliafito, C. Wong, T. Pedut-Kloizman, C.P. Lin, E. Hertzmark, J.A. Izatt, E.A. Swanson, and J.G. Fujimoto. Quantification of nerve fiber layer thickness in normal and glaucomatous eyes using optical coherence tomography: a pilot study. *Archives of ophthalmology*, 113(5):586–596, 1995.
- [20] M.E. Brezinski, G.J. Tearney, B.E. Bouma, J.A. Izatt, M.R. Hee, E.A. Swanson, J.F. Southern, and J.G. Fujimoto. Optical coherence tomography for optical biopsy: properties and demonstration of vascular pathology. *Circulation*, 93(6):1206–1213, 1996.
- [21] C. Pitriss, C. Jesser, S.A. Boppart, D. Stamper, M.E. Brezinski, and J.G. Fujimoto. Feasibility of optical coherence tomography for high-resolution imaging of human gastrointestinal tract malignancies. *Journal of gastroenterology*, 35(2):87–92, 2000.
- [22] G.J. Tearney, M.E. Brezinski, J.F. Southern, B.E. Bouma, S.A. Boppart, and J.G. Fujimoto. Optical biopsy in human pancreatobiliary tissue using optical coherence tomography. *Digestive diseases and sciences*, 43(6):1193–1199, 1998.
- [23] J.A. Izatt, M.D. Kulkarni, H.W. Wang, K. Kobayashi, and M.V. Sivak. Optical coherence tomography and microscopy in gastrointestinal tissues. *IEEE Journal of Selected topics in quantum electronics*, 2(4):1017–1028, 1996.
- [24] C. Pitriss, M.E. Brezinski, B.E. Bouma, G.J. Tearney, J.F. Southern, and J.G. Fujimoto. High resolution imaging of the upper respiratory tract with optical

- coherence tomography: a feasibility study. *American journal of respiratory and critical care medicine*, 157(5):1640–1644, 1998.
- [25] J.L. Ramos, Y. Li, and D. Huang. Clinical and research applications of anterior segment optical coherence tomography—a review. *Clinical & experimental ophthalmology*, 37(1):81–89, 2009.
 - [26] I.K Jang, B.E. Bouma, D.H. Kang, S.J. Park, S.W. Park, K.B. Seung, K.B. Choi, M. Shishkov, K. Schlendorf, and E. Pomerantsev. Visualization of coronary atherosclerotic plaques in patients using optical coherence tomography: comparison with intravascular ultrasound. *Journal of the American College of Cardiology*, 39(4):604–609, 2002.
 - [27] C. Zhou, J.G. Fujimoto, T.H. Tsai, and H. Mashimo. Endoscopic optical coherence tomography. *Optical Coherence Tomography: Technology and Applications*, pages 2077–2108, 2015.
 - [28] J. Wang, Y. Xu, and S.A. Boppart. Review of optical coherence tomography in oncology. *Journal of biomedical optics*, 22(12):121711, 2017.
 - [29] U. Baran and R.K. Wang. Review of optical coherence tomography based angiography in neuroscience. *Neurophotonics*, 3(1):010902, 2016.
 - [30] H.G. Bezerra, M.A. Costa, G. Guagliumi, A.M. Rollins, and D.I. Simon. Intracoronary optical coherence tomography: a comprehensive review: clinical and research applications. *JACC: Cardiovascular Interventions*, 2(11):1035–1046, 2009.
 - [31] J. Olsen, L. Themstrup, and G.B. Jemec. Optical coherence tomography in dermatology. *G Ital Dermatol Venereol*, 150(5):603–15, 2015.
 - [32] C. Sinescu, M.L. Negrutiu, A. Bradu, V.F. Duma, and A.G. Podoleanu. Noninvasive quantitative evaluation of the dentin layer during dental procedures using optical coherence tomography. *Computational and mathematical methods in medicine*, 2015, 2015.

- [33] D. Stifter. Beyond biomedicine: a review of alternative applications and developments for optical coherence tomography. *Applied Physics B*, 88(3):337–357, 2007.
- [34] G. Loeb and J.K. Barton. Imaging botanical subjects with optical coherence tomography: a feasibility study. *Transactions of the ASAE*, 46(6):1751, 2003.
- [35] A. Reeves, R.L. Parsons, J.W. Hettinger, and J.I. Medford. In vivo three-dimensional imaging of plants with optical coherence microscopy. *Journal of microscopy*, 208(3):177–189, 2002.
- [36] V.V. Sapozhnikova, V.A. Kamensky, and R.V. Kuranov. Optical coherence tomography for visualization of plant tissues. In *Laser Applications in Medicine, Biology, and Environmental Science*, volume 5149, pages 231–239. International Society for Optics and Photonics, 2003.
- [37] T.H. Chow, K.M. Tan, B.K. Ng, R.S. Gulam, C.M. Tay, T.F. Chia, and W.T. Poh. Diagnosis of virus infection in orchid plants with high-resolution optical coherence tomography. *Journal of biomedical optics*, 14(1):014006, 2009.
- [38] N.K. Ravichandran, R.E. Wijesinghe, M.F. Shirazi, K. Park, S.Y. Lee, H.Y. Jung, M. Jeon, and J. Kim. In vivo monitoring on growth and spread of gray leaf spot disease in capsicum annuum leaf using spectral domain optical coherence tomography. *Journal of Spectroscopy*, 2016, 2016.
- [39] I.V. Meglinski, C. Buranachai, and L.A. Terry. Plant photonics: application of optical coherence tomography to monitor defects and rots in onion. *Laser Physics Letters*, 7(4):307, 2010.
- [40] L.K.T Srimal, U.M. Rajagopalan, and H. Kadono. Functional optical coherence tomography (foct) biospeckle imaging to investigate response of plant leaves to ultra-short term exposure of ozone. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 605, page 012013. IOP Publishing, 2015.

- [41] A.F. Fercher, C.K. Hitzenberger, G. Kamp, and S.Y. El-Zaiat. Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry. *Optics communications*, 117(1-2):43–48, 1995.
- [42] R. Leitgeb, C.K. Hitzenberger, and A.F. Fercher. Performance of fourier domain vs. time domain optical coherence tomography. *Optics express*, 11(8):889–894, 2003.
- [43] M. Wojtkowski, T. Bajraszewski, I. Gorczyńska, P. Targowski, A. Kowalczyk, W. Wasilewski, and C. Radzewicz. Ophthalmic imaging by spectral optical coherence tomography. *American journal of ophthalmology*, 138(3):412–419, 2004.
- [44] T.C. Chen, B. Cense, M.C. Pierce, N. Nassif, B.H. Park, S.H. Yun, B.R. Whitehead and B.E. Bouma, G.J. Tearney, and J.F. de Boer. Spectral domain optical coherence tomography: ultra-high speed, ultra-high resolution ophthalmic imaging. *Archives of ophthalmology*, 123(12):1715–1720, 2005.
- [45] N.A. Nassif, B. Cense, B.H. Park, M.C. Pierce, S.H. Yun, B.E. Bouma, G.J. Tearney, and T.C. Chen and J.F. De Boer. In vivo high-resolution video-rate spectral-domain optical coherence tomography of the human retina and optic nerve. *Optics express*, 12(3):367–376, 2004.
- [46] B. Potsaid, I. Gorczynska, V.J. Srinivasan, Y. Chen, J. Jiang, A. Cable, and J.G. Fujimoto. Ultrahigh speed spectral/fourier domain oct ophthalmic imaging at 70,000 to 312,500 axial scans per second. *Optics express*, 16(19):15149–15169, 2008.
- [47] C. Dorrer, J.P. Likforman N. Belabas, and M. Joffre. Spectral resolution and sampling issues in fourier-transform spectral interferometry. *JOSA B*, 17(10):1795–1802, 2000.
- [48] S.R. Chinn, E.A. Swanson, and J.G. Fujimoto. Optical coherence tomography using a frequency-tunable optical source. *Optics letters*, 22(5):340–342, 1997.

- [49] B. Golubovic, B.E. Bouma, G.J. Tearney, and J.G. Fujimoto. Optical frequency-domain reflectometry using rapid wavelength tuning of a cr 4+: forsterite laser. *Optics letters*, 22(22):1704–1706, 1997.
- [50] W.Y. Oh, S.H. Yun, G.J. Tearney, and B.E. Bouma. 115? khz tuning repetition rate ultrahigh-speed wavelength-swept semiconductor laser. *Optics letters*, 30(23):3159–3161, 2005.
- [51] M.A. Choma, M.V. Sarunic, C. Yang, and J.A. Izatt. Sensitivity advantage of swept source and fourier domain optical coherence tomography. *Optics express*, 11(18):2183–2189, 2003.
- [52] G. Liu, O. Tan, S.S. Gao, A.D. Pechauer, B.K. Lee, C.D. Lu, J.G. Fujimoto, and D. Huang. Postprocessing algorithms to minimize fixed-pattern artifact and reduce trigger jitter in swept source optical coherence tomography. *Optics express*, 23(8):9824–9834, 2015.
- [53] Y. Zhao, Z. Chen, C. Saxon, S. Xiang, J.F. de Boer, and J.S. Nelson. Phase-resolved optical coherence tomography and optical doppler tomography for imaging blood flow in human skin with fast scanning speed and high velocity sensitivity. *Optics letters*, 25(2):114–116, 2000.
- [54] S.H. Yun, G.J. Tearney, B.J. Vakoc, M. Shishkov, Wang Y Oh, Adrien E Desjardins, Melissa J Suter, Raymond C Chan, John A Evans, Ik-Kyung Jang, et al. Comprehensive volumetric optical microscopy in vivo. *Nature medicine*, 12(12):1429, 2006.
- [55] B.J. Vakoc, M. Shishko, S.H. Yun, W.Y. Oh, M.J. Suter, A.E. Desjardins, J.A. Evans, N.S. Nishioka, G.J. Tearney, and B.E. Bouma. Comprehensive esophageal microscopy by using optical frequency–domain imaging (with video). *Gastrointestinal endoscopy*, 65(6):898–905, 2007.

- [56] Carlos Cuartas-Vélez, René Restrepo, Brett E Bouma, and Néstor Uribe-Patarroyo. Volumetric non-local-means based speckle reduction for optical coherence tomography. *Biomedical optics express*, 9(7):3354–3372, 2018.
- [57] S. Ruiz, C. Cuartas-Veléz, R. Restrepo, and N. Uribe-Patarroyo. Sistema de tomografía óptica de coherencia de campo completo. In *XV ENO - VI CANCOA*, pages 38–39. 2017.
- [58] D.W. Ball. *The basics of spectroscopy*. SPIE Press, Bellingham, Wash, 2001.
- [59] W. Neumann. *Fundamentals of dispersive optical spectroscopy systems*. SPIE Press, Bellingham, Wash, 2014.
- [60] V. Saptari. *Fourier-Transform Spectroscopy Instrumentation Engineering*. SPIE Press, Bellingham, WA, 4 edition, 2003.
- [61] A. Y. August and Stern. Compressive sensing spectrometry based on liquid crystal devices. *Optics letters*, 38(23):4996–4999, 2013.
- [62] H.W. S.W. Lee, Jeong, B.M. Kim, Y.C. Ahn, W. Jung, and Z. Chen. Optimization for axial resolution, depth range, and sensitivity of spectral domain optical coherence tomography at $1.3\text{ }\mu\text{m}$. *The journal of the Korean Physical Society*, 55(6):2354, 2009.
- [63] T. Wu, S. Sun, X. Wang, H. Zhang, C. He, J. Wang, and and W. Liu X. Gu. Optimization of linear-wavenumber spectrometer for high-resolution spectral domain optical coherence tomography. *Optics Communications*, 405:171–176, 2017.
- [64] Z. Hu and A.M. Rollins. Fourier domain optical coherence tomography with a linear-in-wavenumber spectrometer. *Optics Letters*, 32(24):3525–3527, 2007.
- [65] V.M. Gelikonov, G.V. Gelikonov, and P.A. Shilyagin. Linear-wavenumber spectrometer for high-speed spectral-domain optical coherence tomography. *Optics and Spectroscopy*, 106(3):459–465, 2008.

- [66] G. Lan and G. Li. Design of a k-space spectrometer for ultra-broad waveband spectral domain optical coherence tomography. *Scientific Reports*, 7:42353, 2017.
- [67] Real Academia Española. *Diccionario de la lengua española (23.^a Ed.)*. 2014.
- [68] T.L. Szabo. *Diagnostic ultrasound imaging: inside out*. Academic Press, 2004.
- [69] M.A. Duguay and A.T. Mattick. Ultrahigh speed photography of picosecond light pulses and echoes. *Applied optics*, 10(9):2162–2170, 1971.
- [70] A.F. Fercher, K. Mengedoht, and W. Werner. Eye-length measurement by interferometry with partially coherent light. *Optics letters*, 13(3):186–188, 1988.
- [71] W. Drexler and J.G. Fujimoto. *Optical coherence tomography: technology and applications*. Springer Science & Business Media, 2008.
- [72] E. Hecht. *Optics*. Pearson Education, Boston, 5 edition, 2017.
- [73] J.W. Goodman. *Speckle phenomena in optics: theory and applications*. Roberts and Company Publishers, 2007.
- [74] Y. Liu, Y. Liang, G. Mu, and X. Zhu. Deconvolution methods for image deblurring in optical coherence tomography. *JOSA A*, 26(1):72–77, 2009.
- [75] J.W. Goodman. *Statistical Optics*. John Wiley & Sons, 1985.
- [76] P. Parsa, S.L. Jacques, and N.S. Nishioka. Optical properties of rat liver between 350 and 2200 nm. *Applied Optics*, 28(12):2325–2330, 1989.
- [77] A.D. Aguirre, P. Hsiung, T.H. Ko, I. Hartl, and J.G. Fujimoto. High-resolution optical coherence microscopy for high-speed, in vivo cellular imaging. *Optics letters*, 28(21):2064–2066, 2003.
- [78] J.F. James. *Spectrograph design fundamentals*. Cambridge University Press, New York, 2007.

- [79] W. Neumann. *Applications of dispersive optical spectroscopy systems*. SPIE Press, Bellingham, Wash, 2015.
- [80] J.F. James and R. S. Sternberg. *The design of optical spectrometers*. Chapman & Hall, London, 1969.
- [81] C. Palmer and E. Loewen. *Diffraction Grating Handbook*. Newport Corporation, Rochester, 2005.
- [82] Joseph W Goodman. *Introduction to Fourier optics*. Roberts and Company Publishers, 2005.
- [83] F.A. Jenkins and H.E. White. *Fundamentals of optics*. McGraw-Hill, New York, 2001.
- [84] T. Klink. Calibration and validation of spectrophotometers: a vendor's view. In *Analytical Spectroscopy Library*, volume 6, pages 195–204. Elsevier, 1995.
- [85] S.W. Lee, H. Kang, J.H. Park, T.G. Lee, E.S. Lee, and J.Y. Lee. Ultrahigh-resolution spectral domain optical coherence tomography based on a linear-wavenumber spectrometer. *Journal of the Optical Society of Korea*, 19(1):55–62, 2015.
- [86] D.M. Gates, H.J. Keegan, J.C. Schleter, and V.R. Weidner. Spectral properties of plants. *Applied optics*, 4(1):11–20, 1965.
- [87] S. Kim, M. Crose, W.J. Eldridge, B. Cox, W.J. Brwon, and A. Wax. Design and implementation of a low-cost, portable oct system. *Biomedical Optics Express*, 9(3):1232–1243, 2018.
- [88] Zemax LLC. *Zemax OpticStudio 18.7 User Manual*. 2018.
- [89] H.G. Pulido, R. De La Vara Salazar, P.G. González, C.T. Martínez, and M.C.T. Pérez. *Ánalysis y diseño de experimentos*. McGraw-Hill, 2012.

- [90] D. Malacara. *Optical shop testing*. John Wiley & Sons, 2007.
- [91] P.R. Yoder. *Mounting Optics in Optical Instruments*. SPIE PRESS.
- [92] P. Yoder and D. Vukobratovich. *Opto-Mechanical Systems Design, Two Volume Set*. CRC press, 2015.
- [93] C. Cano. Diseño e implementación de un microscopio de luz polarizada para la medición cuantitativa de propiedades polarimétricas en muestras biológicas. Tesis de maestría, Universidad EAFIT, Medellín, Colomboa, 2018.
- [94] S.S. Rao. *The Finite Element Method in Engineering*, volume 2. Elsevier, 2011.
- [95] Schoot. Optical glasses - data sheets. www.schott.com/d/advanced_optics/ac85c64c-60a0-4113-a9df-23ee1be20428/1.5/schott-optical-glass-collection-datasheets-english-17012017.pdf. Revisado el 25/10/2018.
- [96] ANSYS Inc. *ANSYS Mechanical APDL Element Reference*. 2013.
- [97] R. Hibbeler. *Mechanics of materials*. Pearson Prentice Hall, Saddle River, NJ, 2008.
- [98] MatWeb. Material property data - aluminium 6061-0. <http://www.matweb.com/search/DataSheet.aspx?MatGUID=626ec8cdca604f1994be4fc2bc6f7f63>. Revisado el 26/10/2018.

Anexo: Lista de archivos principales

A este documento se adjuntan los archivos principales que se utilizaron en el desarrollo del trabajo, como se resume a continuación.

Diseño óptico

Modelos del diseño óptico del espectrómetro y del proceso de alineación.

Software: Zemax OpticStudio.

Última versión: 18.7 (2018)

Lista de archivos principales:

- **Alineación:** Modelos de la alineación de los componentes del espectrómetro.
 - 1_Espejo_parabolico
 - 2_Red_de_difracción
 - 3_Prisma
 - 4_Lente
 - 5_Detector
- **Colimador:** Comparación entre diferentes lentes y espejos parabólicos usados para colimar.
- **Espectrómetro_diseño:** Modelo del espectrómetro diseñado.
- **Espectrómetro_experimento:** Modelo del espectrómetro implementado experimentalmente.

- **Enfoque:** Comparación entre diferentes lentes y espejos parabólicos usados para enfocar.

Códigos varios

Códigos varios de MATLAB relacionados con la selección del grupo de dispersión y la calibración del espectrómetro.

Software: MATLAB.

Última versión: 9.2 (R2017a)

Lista de archivos principales:

- **Calibración:** Obtener las curvas de calibración del espectrómetro.
 - Calibración.m: Rutina principal.
 - Eje_de_dispersión: Carpeta para guardar medidas experimentales para la calibración del eje de dispersión.
 - Respuesta_espectral: Carpeta para guardar medidas experimentales para la calibración de la respuesta espectral.
- **Grupo_de_dispersión:** Seleccionar y evaluar el grupo de dispersión usando el procedimiento de maximización de la linealidad en k .
 - Evaluacion_linealidad_en_k.m: Rutina para evaluar la linealidad en k teórica del grupo de dispersión escogido y compararla con resultados de algún experimental o de un software de trazado de rayos como OpticStudio.
 - indicePrisma.m: Función para calcular el índice de refracción de un material usando la ecuación de Sellmeier.
 - optimize_lineal_k.m: Función para encontrar el ángulo relativo red-prisma que maximiza la linealidad en k .

- Seleccion_grupo_dispersion.m: Rutina para seleccionar el grupo de dispersión.

Análisis mecánico

Archivos con los comandos de ANSYS APDL para calcular y guardar en formato .txt los efectos de las cargas mecánicas usando el método de elementos finitos.

Software: ANSYS APDL.

Última versión: 17.1.

Lista de archivos principales:

- Prisma.txt
- Red_de_difracción.txt
- Soporte_grupo_de_dipsersión.txt
- Soporte_lente.txt
- Soporte_detector.txt

Aplicación de software del espectrómetro

Aplicación de LabVIEW para controlar y adquirir la señal del espectrómetro empleando el estándar VISA.

Software: LabVIEW 32 bits.

Última versión: 17.0. (2017)

Lista de archivos principales:

- App_Espectrometro.vi: VI principal.

- LC100.llb: Librería para desarrollo de software (disponible en www.thorlabs.com).

Planos técnicos

Planos técnicos de los componentes de fabricación diseñados para la integración mecánica del espectrómetro.

- Acople_fibra_optica.pdf
- Base.pdf
- Posicionador_vertical_1.pdf
- Posicionador_vertical_2.pdf
- Soporte_grupo_de_dispersion.pdf
- Soporte_lente_detector.pdf

Modelos CAD

Modelo CAD del diseño mecánico para la integración y alienación del espectrómetro. En cada ensamblaje se encuentran los archivos individuales de cada componente.

Software: SolidWorks.

Última versión: 2018

Lista de archivos principales:

- Integracion_espectrometro.SLDASM
- Alineacion_espectrometro.SLDASM