Tesis doctoral

ESPECTRÓMETROS DE IMAGEN OFFNER

Héctor González Núñez

Área de Óptica. Departamento de Física Aplicada.
Universidade de Santiago de Compostela

Septiembre 2013

USC
UNIVERSIDADE
DE SANTIAGO
DE COMPOSTELA

D. Raúl de la Fuente Carballo, profesor titular de universidade do Departamento de Física Aplicada (Área de Óptica) da Universidade de Santiago de Compostela,

INFORMA:

Que a presente memoria titulada *Espectrómetros de imagen Offner* recolle os traballos realizados por **D. Héctor González Núñez** baixo a súa dirección e supervisión, e constitúe a Tese de Doutoramento que presenta para a obtención do título de Doutor pola Universidade de Santiago de Compostela.

En Santiago de Compostela, a 16 de Setembro de 2013.

Asdo.: O director da Tese

Asdo.: O Doutorando

Raúl de la Fuente Carballo

Héctor González Núñez

USC
UNIVERSIDADE
DE SANTIAGO
DE COMPOSTELA

Agradecimientos

En primer lugar me gustaría empezar mostrando mi más sincero agradecimiento a mi director de tesis, Raúl de la Fuente Carballo, por su guía, paciencia, trabajo e ideas sin los cuales este trabajo no habría sido posible.

A todos los coautores de los artículos en los que he participado y a la gente con la que he trabajado directamente, que siempre y sin excepción han sido amables y me han dedicado su tiempo ante las innumerables y excesivas dudas y preguntas que les he planteado (a algunos más que a otros, que espero, se den por aludidos). En este punto, agradecer también a Ana y a Manuel, que siempre me han ayudado, sobre todo en el laboratorio, cuando lo he necesitado.

Además de la gente con la que he colaborado más directamente para la realización de esta tesis doctoral, hay muchas más personas en la Facultad de Óptica con las que compartí estos años a la que me gustaría mostrar mi agradecimiento y que espero no se molesten por no incluír sus nombres en una larguísima lista que voy a resumir con un:

«A todos mis compañeros y compañeras de la Facultad de Óptica»

No puedo olvidarme de ningún modo de mi familia y amigos, algunos de los cuales ya están incluídos en los párrafos anteriores.

Una parte sustancial de los trabajos de investigación recogidos en esta memoria ha sido realizada en el marco de los proyectos de investigación *Shiper: sistema hiperespectral aplicado a sensorización medioambiental. Óptica e montaxe (07MDS035166PR)* y *Opto-Sensing. Consolidación e estructuración de unidades de investigación competitivas (CN 2012/156)* financiados por la Xunta de Galicia. El autor también agradece la concesión de un contrato predoctoral del Programa María Barbeito 2009 de formación de doctores para su incorporación en organismos públicos y privados de investigación de la Comunidad Autónoma de Galicia financiado por la Xunta de Galicia que disfrutó entre los años 2010 y 2012.

USC
UNIVERSIDADE
DE SANTIAGO
DE COMPOSTELA

Summary

A conventional RGB photography gives information about a scene in three wide spectral bands thus providing limited spectral information for each point on the scene. On the other hand, a hyperspectral sensor or imaging spectrometer is a device that collects spectral information in hundreds of contiguous and closely spectral bands. Hyperspectral imagers have many applications in several areas such as agriculture, geology, oceanography, forestry, medicine, colorimetry, security, military and others. They are applied to perform many different tasks such as clinical diagnosis imaging, object identification, target detection, process control or environmental assessment.

Most of the existing hyperspectral systems were developed considering satellite or high altitude flying aircrafts applications. However, the specific development of these technologies allows their use in many other less expensive applications. In this context, the aim of this project is the design, assembly and analysis of low cost, autonomous and accurate concentric imaging spectrometers, being able to extract and analyze the spectral information for different applications.

The hyperspectral imagers can be classified depending on the image acquisition modes (whiskbroom, pushbroom, framing or windowing) or the method used for spectral processing (dispersion elements, filter-based systems or Fourier transform spectrometers). This work is mainly focused on the design, assembly and characterization of several configurations of Offner imaging spectrometers, which are of dispersive and pushbroom type. Pushbroom imagers scan the sample through a slit so the image is processed stripe by stripe. Dispersive spectrometers use dispersion elements (gratings or prisms) to separate the incoming electromagnetic radiation into different angles, thus the spectrum is focused at distinct locations of one dimension of the detector array. A standard Offner imaging spectrometer is made up of three spherical and concentric surfaces: two concave mirrors and a classical convex grating (with equally spaced grooves). In an optimized design, this concentric system has good resolution and low distortion in the spectral and spatial dimensions.

The work presented in this thesis allows building high quality and low cost Offner imaging spectrometers. Rapid and efficient methods were used for the design, assembly and characterization of this type of spectrometers. Two laboratory setups developed from analytical model-based designs have been assembled showing high spectral and spatial resolutions and low distortions without specific aberrations corrected gratings nor non-spherical elements.

This thesis is divided into five chapters. In the first chapter, an overview of imaging spectrometry is included, the Offner imaging spectrometer is presented and the motivations and objectives of this work are exposed. The second chapter describes the theoretical foundations, models and analytical techniques used to design Offner concentric imaging spectrometers, and two specific designs are presented. Once the design techniques have been shown and numerically corroborated, the third chapter includes the materials and the steps followed to build and align the two laboratory prototypes of Offner imaging spectrometers presented in the last sections of chapter 2. The fourth chapter describes the techniques used for spectral calibration and optical characterization. Besides, the final specifications of the built prototypes are presented and discussed. Finally, chapter 5 includes the general conclusions of this work.

Resumen

Una fotografía RGB convencional ofrece información acerca de una escena en tres bandas espectrales anchas proporcionando una información espectral limitada para cada punto de la escena. Por otra parte, un sensor hiperespectral o espectrómetro de imagen es un dispositivo que recoge información espectral en cientos de bandas contiguas y espectralmente estrechas. Los sensores hiperespectrales tienen muchas aplicaciones en diversas áreas como agricultura, geología, oceanografía, silvicultura, medicina, colorimetría, seguridad o aplicaciones militares entre otras. Son utilizados para realizar muchas tareas diferentes, tales como identificación de objetos, diagnóstico clínico, detección de blancos, control de procesos o evaluación ambiental.

La mayor parte de los sistemas hiperespectrales existentes fueron construidos pensando en aplicaciones desde satélites y/o aviones sobrevolando a gran altitud. No obstante, el desarrollo específico de estas tecnologías permite su uso en muchas otras aplicaciones con menor presupuesto. En este contexto, el objetivo de este proyecto de tesis es el diseño, montaje y análisis de espectrómetros de imágenes concéntricos de bajo coste, autónomos y precisos, que permitan extraer y analizar la información espectral de una escena y que puedan ser utilizados en diferentes aplicaciones.

Los sensores hiperespectrales se pueden clasificar en función de los modos de adquisición de imágenes (*whiskbroom*, *pushbroom*, *framing* o *windowing*) o el método usado para el procesamiento espectral (elementos dispersivos, sistemas basados en filtros o espectrómetros por transformada de Fourier). Este trabajo se centra principalmente en el diseño, montaje y caracterización de varias configuraciones de espectrómetros de imagen tipo Offner, un espectrómetro de imagen dispersivo tipo *pushbroom*. Un sistema *pushbroom* escanea la escena con una rendija de forma que la imagen es procesada línea por línea. Un espectrómetro dispersivo utiliza elementos dispersivos (redes de difracción o prismas) para separar la radiación electromagnética entrante en diferentes ángulos, de forma que el espectro es focalizado en lugares distintos a lo largo de una dimensión

sobre una matriz de detectores. Un espectrómetro de imagen Offner estándar se compone de tres superficies esféricas y concéntricas: dos espejos cóncavos y una red de difracción convexa clásica (con surcos equiespaciados). En un diseño optimizado, este sistema concéntrico tiene buena resolución y baja distorsión tanto en la dimensión espacial como en la dimensión espectral.

El trabajo presentado en este proyecto de tesis permite la construcción de espectrómetros de imágenes Offner de alta calidad y bajo coste mediante métodos rápidos y eficientes de diseño, montaje y caracterización. Dos montajes de laboratorio de dos diseños basados en modelos analíticos se han realizado mostrando unas altas resoluciones espectrales y espaciales y bajas distorsiones sin el uso de redes de difracción corregidas en aberraciones ni elementos asféricos.

La tesis está dividida en cinco capítulos. En el primer capítulo se incluye una descripción general de la espectrometría de imagen, se presenta el espectrómetro de imagen Offner y se exponen las motivaciones y objetivos de este trabajo. El segundo capítulo contiene una descripción de los fundamentos teóricos, modelos y técnicas analíticas utilizadas para diseñar espectrómetros de imagen concéntricos tipo Offner, y se presentan dos diseños creados mediante este procedimiento. Una vez que las técnicas de diseño han sido descritas y corroboradas numéricamente, el tercer capítulo incluye los materiales y los pasos seguidos para construir y alinear los dos prototipos de laboratorio de espectrómetros de imagen Offner presentados en las últimas secciones del capítulo anterior. El cuarto capítulo detalla las técnicas utilizadas para la calibración espectral y caracterización óptica y contiene la presentación y discusión de los resultados de los prototipos construidos. Por último, el capítulo 5 incluye las conclusiones generales del trabajo realizado.

Publicaciones relacionadas

Xesús Prieto-Blanco, Carlos Montero-Orille, Héctor González-Núnez, María Dolores Mouriz, Elena López Lago, and Raúl de la Fuente. Imaging with classical spherical diffraction gratings: the quadrature configuration. *Journal of the Optical Society of America A*, 26(11):2400–2409, November 2009. doi: 10.1364/JOSAA.26.002400

Xesús Prieto-Blanco, Carlos Montero-Orille, Héctor González-Núnez, María Dolores Mouriz, Elena López Lago, and Raúl de la Fuente. The Offner imaging spectrometer in quadrature. *Optics Express*, 18(12):12756–12769, June 2010. doi: 10.1364/OE.18.012756

Carlos Montero-Orille, Xesús Prieto-Blanco, Héctor González-Núnez, and Raúl de la Fuente. Two-wavelength anastigmatic Dyson imaging spectrometers. *Optics Letters*, 35(14):2379–2381, July 2010. doi: 10.1364/OL.35.002379

M. Dolores Mouriz, Elena López Lago, Xesús Prieto-Blanco, Héctor González-Núnez, and Raúl de la Fuente. Schwarzschild spectrometer. *Applied Optics*, 50 (16):2418–2424, June 2011. doi: 10.1364/AO.50.002418

Xesús Prieto-Blanco, Héctor González-Núnez, and Raúl de la Fuente. Off-plane anastigmatic imaging in Offner spectrometers. *Journal of the Optical Society of America A*, 28(11):2332–2339, November 2011. doi: 10.1364/JOSAA.28.002332

Carlos Montero-Orille, Xesús Prieto-Blanco, Héctor González-Núnez, and Raúl de la Fuente. Design of Dyson imaging spectrometers based on the Rowland circle concept. *Applied Optics*, 50(35):6487–6494, December 2011. doi: 10.1364/AO.50.006487

Héctor González-Núnez, Xesús Prieto-Blanco, and Raúl de la Fuente. Pupil aberrations in Offner spectrometers. *Journal of the Optical Society of America A*, 29(4):442–449, March 2012. ISSN 1084-7529, 1520-8532. doi: 10.1364/JOSAA.29.000442

Proceedings

Héctor González-Núnez, Carmen Vázquez-Vázquez, Elena López Lago, M Dolores Mouriz, Carlos Montero-Orille, Xesús Prieto-Blanco, and Raúl de la Fuente. Design, calibration and assembly of an Offner imaging spectrometer. *Journal of Physics: Conference Series*, 274:012106, January 2011. doi: 10.1088/1742-6596/274/1/012106

Héctor González-Núnez, Xesús Prieto-Blanco, Elena López Lago, M. Dolores Mouriz, and Raúl de la Fuente. Measurement of lateral chromatic aberration by using an imaging spectrometer. *Proc. SPIE 8001, International Conference on Applications of Optics and Photonics*, pages 80013G–7, 2011. doi: 10.1117/12.892093

Xesús Prieto-Blanco, Dolores Mouriz, Héctor González Núnez, Elena López Lago, and Raúl de la Fuente. Differential ray tracing analysis of the Schwarzschild objective. *Proc. SPIE 8001, International Conference on Applications of Optics and Photonics*, pages 80014H–8, 2011. doi: 10.1117/12.892018

Índice general

Informe del director III

Agradecimientos V

Summary VII

Resumen IX

Publicaciones relacionadas XI

Índice de figuras XVII

Índice de tablas XXI

Abreviaturas XXIII

1. Introducción 1

1.1. Espectrometría de imagen 1

1.1.1. Primeros pasos en la espectrometría de imagen 5

1.1.2. Aplicaciones 9

1.1.3. Clasificación 11

1.1.3.1. Clasificación según el método de adquisición de una imagen del cubo de datos 11

1.1.3.2. Clasificación según el método de obtención de la información espectral 13

1.1.4. Procesado de datos 14

1.2. Espectrómetros de imagen dispersivos *pushbroom* 16

1.2.1. Componentes 18

1.2.1.1. Óptica externa 18

1.2.1.2. Sistema dispersivo 19

1.2.1.3. Unidad de detección 26

1.2.2. Calidad de imagen 27
1.3. El espectrómetro de imagen Offner 29
1.3.1. Historia 29
1.3.2. Características del sistema Offner 34
1.4. Principales retos y consideraciones 36

2. Diseño Óptico **41**
2.1. Diseño teórico 41
2.1.1. Introducción 41
2.1.2. Fundamentos teóricos: Análisis parabasal 43
2.1.2.1. Ejemplo: Espejo esférico 48
2.1.3. Redes de difracción esféricas. 51
2.1.3.1. Formación de imagen en una red de difracción esférica 52
2.1.4. Distorsiones en la imagen de un espectrómetro de imagen *pushbroom* con red de difracción: *Smile* y *Keystone* 57
2.1.5. Superficies concéntricas 62
2.2. Diseño general. LPF 65
2.2.1. Espectrómetro de imagen tipo Offner en cuadratura . . . 69
2.3. Simulación numérica 71
2.4. Diseños realizados 74
2.4.1. Espectrómetro de imagen Offner VIS-NIR 400-1000 nm . 74
2.4.2. Espectrómetro de imagen Offner VIS 530-660 nm 79
2.5. Conclusiones 85

3. Alineamiento Óptico **87**
3.1. Introducción 87
3.2. Elementos ópticos y material optomecánico 89
3.2.1. Óptica externa 92
3.2.2. Rendija de entrada 93
3.2.3. Espejos esféricos 95
3.2.4. Redes de difracción 96
3.2.5. Sistema de detección 97
3.3. Técnicas de alineamiento 98
3.3.1. Introducción 98
3.3.1.1. Placa de desplazamiento lateral 100
3.3.1.2. Principales retos en el alineamiento de un sistema Offner 102
3.3.2. Montaje y alineamiento 103

3.3.2.1. Concentricidad de las superficies 104
3.3.2.2. Colocación de la rendija de entrada. 111
3.3.2.3. Alineamiento del detector 113
3.3.2.4. Colocación de la óptica externa 114
3.3.2.5. Ajustes finales 115
3.4. Prototipos ensamblados 116
3.4.1. Prototipo 1. Espectrómetro VIS-NIR 400-1000 nm 116
3.4.2. Prototipo 2. Espectrómetro VIS 530-660 nm 119
3.5. Conclusiones 121

4. Caracterización y calibración de prototipos 123
4.1. Técnicas de caracterización y calibración 123
4.1.1. Fundamentos de las técnicas empleadas 124
4.1.2. Calibración espectral 130
4.1.3. Análisis de la resolución del instrumento 132
4.1.3.1. Resolución espectral 132
4.1.3.2. Resolución espacial 137
4.1.4. Medida de distorsiones en la imagen 141
4.1.5. Otros parámetros 144
4.2. Resultados de los prototipos 147
4.2.1. Prototipo 1: Espectrómetro VIS-NIR 400-1000 nm 148
4.2.1.1. Calibración espectral 148
4.2.1.2. Resolución espectral 150
4.2.1.3. Resolución espacial 155
4.2.1.4. Distorsiones 158
4.2.1.5. Tabla de especificaciones 162
4.2.2. Prototipo 2: Espectrómetro VIS 530-660 nm 162
4.2.2.1. Calibración espectral 162
4.2.2.2. Resolución espectral 165
4.2.2.3. Resolución espacial 169
4.2.2.4. Distorsiones 172
4.2.2.5. Tabla de especificaciones 177
4.3. Conclusiones 177

5. Conclusiones 181

A. Pupil aberrations in Offner spectrometers 187

Bibliografía 197

USC
UNIVERSIDADE
DE SANTIAGO
DE COMPOSTELA

Índice de figuras

1.1. Fotografía convencional y su descomposición en las bandas espectrales RGB. 3
1.2. Imagen hiperespectral. Cubo de Datos. 4
1.3. Imágenes del espectrómetro de imagen AVIRIS. 7
1.4. Clasificación de espectrómetros de imagen según el método de adquisición de una imagen del cubo de datos. 12
1.5. Adquisición de datos *whiskbroom vs. pushbroom*. 17
1.6. Esquema de un sensor hiperespectral dispersivo *pushbroom*. . . . 18
1.7. Esquema general de la unidad espectral de un sensor hiperespectral dispersivo tipo *pushbroom*. 20
1.8. Esquema de un sensor hiperespectral refractivo con red de transmisión. 21
1.9. Esquema de la unidad espectral de un sensor hiperespectral PGP. 22
1.10. Esquema de la unidad espectral de un espectrómetro Czerny-Turner. 23
1.11. Esquema de la unidad espectral de un espectrómetro Dyson. . . 24
1.12. Esquema de la unidad espectral de un sensor hiperespectral Offner. 25
1.13. Esquema del sistema óptico formador de imagen Offner. 29
1.14. Esquema del sistema de proyección Perkin-Elmer Micralign 100. 31
1.15. Esquema de un espectrómetro de imagen Offner publicado en una patente de 1999. 33
1.16. Prototipo de sensor hiperespectral dispersivo tipo *pushbroom* portátil totalmente refractivo. 38

2.1. Sistema de coordenadas y notación utilizada en la expresión del *Principio de Huygens-Fresnel*. 44
2.2. Representación esquemática de un sistema óptico y de un rayo base. 46
2.3. Esquema de un sistema óptico formado por un espejo esférico con la notación utilizada. 48

2.4. Esquema de un sistema óptico formado por una red de difracción esférica con la notación utilizada. 53
2.5. Representación del círculo de Rowland para una red de difracción cóncava. 56
2.6. Análisis de no linealidades en un sistema espectral básico. 59
2.7. Simulación de las no linealidades de un sistema de imagen espectral dispersivo tipo *pushbroom*. 61
2.8. Conservación del parámetro de impacto en un sistema concéntrico de tres espejos. 64
2.9. Posición de la imagen meridional en un sistema concéntrico de tres espejos. 65
2.10. Esquema de la LPF para un rayo próximo al rayo base en un espectrómetro Offner. 67
2.11. Diferentes configuraciones de un espectrómetro tipo Offner. . . . 70
2.12. Captura de pantalla del programa de simulación OSLO-EDU. . . 72
2.13. Representación del viñeteo en el espectrómetro de imagen VIS-NIR. 75
2.14. Diagrama a escala del sistema Offner VIS-NIR en plano. 76
2.15. Diagrama de impactos obtenido para el espectrómetro tipo Offner VIS-NIR en plano. 78
2.16. Representación del viñeteo en el espectrómetro de imagen VIS en cuadratura. 80
2.17. Diagrama de impactos para el punto de diseño del espectrómetro tipo Offner VIS en cuadratura. 81
2.18. Diagrama a escala y representación tridimensional del sistema Offner VIS en cuadratura. 82
2.19. Diagrama de impactos obtenido para el espectrómetro tipo Offner VIS en cuadratura. 84

3.1. Esquema del diseño y fotografía de una pieza para el soporte de una de las redes de difracción convexa. 90
3.2. Esquema del diseño y fotografía de la pieza que soporta el sistema de detección. 91
3.3. Fotografías del objetivo *Schneider Xenoplan 1.4/23mm Compact.* 93
3.4. Fotografías de la rendija de entrada de 15 μm. 94
3.5. Imagen de las redes de difracción utilizadas en ambos prototipos. 96
3.6. Fotografías de la cámara CCD *QImaging Retiga* 2000*R*. 98
3.7. Esquema de un sistema óptico formado por un sistema convergente y un espejo esférico. 99
3.8. Ejemplo del montaje realizado para alcanzar la concentricidad de dos espejos cóncavos de un sistema Offner. 100

3.9. Diagrama del funcionamiento de una placa de desplazamiento lateral. 101
3.10. Fotografía de uno de los pasos del alineamiento: elección de la posición del centro de curvatura. 105
3.11. Esquema completo del montaje realizado para la elección de la posición del centro de curvatura. 106
3.12. Esquema de la iluminación de los espejos cóncavos con una red de difracción plana auxiliar. 107
3.13. Fotografías de uno de los pasos del alineamiento: Utilización de una red de difracción plana auxiliar 108
3.14. Fotografía del proceso de colocación de la red de difracción. . . . 110
3.15. Esquema del proceso de colocación de la rendija de entrada. . . . 112
3.16. Fotografías del proceso de colocación de la rendija de entrada. . . 113
3.17. Fotografía del proceso de colocación del prisma espejado y del detector. 114
3.18. Fotografía de una versión previa del espectrómetro VIS-NIR. . . 117
3.19. Fotografías del prototipo de espectrómetro de imagen VIS-NIR de 400-1000 nm. 118
3.20. Fotografías del prototipo de espectrómetro de imagen VIS de 530-660 nm. 120

4.1. Objetos utilizados en la medida de la MTF y la CTF espaciales. 127
4.2. Identificación de espectros para la calibración espectral de un espectrómetro de imagen. 130
4.3. Recta de calibración de un prototipo de imagen tipo Offner en el rango 400-1000 nm. 131
4.4. Evolución de la FWHM espectral a lo largo de la rendija de entrada para 546.1 *nm* en el prototipo 1. 133
4.5. Espectro obtenido con un interferómetro Michelson no dispersivo iluminado con luz blanca. 135
4.6. Análisis del espectro obtenido con un interferómetro Michelson no dispersivo iluminado con luz blanca. 136
4.7. Evolución de la FWHM espacial para el centro de la rendija en el prototipo 1. 138
4.8. Objeto utilizado para la medida de la CTF espacial. 140
4.9. Distorsión y *smile* de la línea de 435.8 nm obtenida con el prototipo 1. 142
4.10. Distorsión y *keystone* del centro de la rendija de entrada del prototipo 1. 144
4.11. Calibración espectral del prototipo 1. 149

4.12. Evolución de la FWHM espectral en función de la altura sobre la rendija del Offner VIS-NIR. 151
4.13. Curvas de la SMTF del espectrómetro de imagen VIS-NIR. . . . 153
4.14. Evolución espectral de la FWHM espacial del prototipo 1. 155
4.15. Curvas de la CTF del espectrómetro de imagen VIS-NIR. 157
4.16. Distorsión a lo largo de la dimensión espacial para el prototipo 1. 159
4.17. Distorsión a lo largo de la dimensión espectral para el prototipo 1. 161
4.18. Calibración espectral del prototipo 2. 163
4.19. Evolución de la FWHM espectral en función de la altura sobre la rendija del prototipo 2. 166
4.20. Curvas de la SMTF del espectrómetro de imagen VIS. 168
4.21. Evolución espectral de la FWHM espacial del prototipo 2. 169
4.22. Curvas de la CTF del espectrómetro de imagen VIS. 171
4.23. Distorsión a lo largo de la dimensión espacial para el prototipo 2. 173
4.24. Distorsión a lo largo de la dimensión espacial para el prototipo 2 (eliminada numéricamente la inclinación). 174
4.25. Distorsión a lo largo de la dimensión espectral para el prototipo 2. 175
4.26. Distorsión a lo largo de la dimensión espectral para el prototipo 2 (eliminada numéricamente la inclinación). 176

Índice de tablas

1.1. Datos de diferentes sensores espectrales. 8

2.1. Datos del espectrómetro tipo Offner VIS-NIR en plano. 76
2.2. Datos del espectrómetro tipo Offner VIS en cuadratura. 83

3.1. Datos de los componentes utilizados en cada prototipo. 92

4.1. Datos de la resolución espectral FWHM en el espectrómetro de imagen VIS-NIR. 152
4.2. Datos de la resolución espacial FWHM en el espectrómetro de imagen VIS-NIR. 156
4.3. Resultados de la caracterización del prototipo 1. 162
4.4. Datos de la resolución espectral FWHM en el espectrómetro de imagen VIS. 167
4.5. Datos de la resolución espacial FWHM en el espectrómetro de imagen VIS. 170
4.6. Resultados de la caracterización del prototipo 2. 177

USC
UNIVERSIDADE
DE SANTIAGO
DE COMPOSTELA

Abreviaturas

CCD	**C**harge-**C**oupled **D**evice
CID	**C**harge-**I**njection **D**evice
CTF	**C**ontrast **T**ransfer **F**unction
FFT	**F**ast **F**ourier **T**ransform
FOV	**F**ield **O**f **V**iew
FWHM	**F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum
GSD	**G**round **S**ample **D**istance
IFOV	**I**nstantaneous **F**ield **O**f **V**iew
LPF	**L**ight **P**ath **F**unction
LWIR	**L**ong-**W**avelength **I**nfra**R**ed
MTF	**M**odulation **T**ransfer **F**unction
MWIR	**M**id-**W**avelength **I**nfra**R**ed
NIR	**N**ear-**I**nfra**R**ed
OPL	**O**ptical **P**ath **L**ength
OTF	**O**ptical **T**ransfer **F**unction
PGP	**P**rism-**G**rating-**P**rism
PSF	**P**oint **S**pread **F**unction
RGB	**R**ed **G**reen **B**lue
RMS	**R**oot **M**ean **S**quare

SMTF	**S**pectral **M**odulation **T**ransfer **F**unction
SNR	**S**ignal-to-**Noise** **R**atio
SPSF	**S**pectral **P**oint **S**pread **F**unction
SRF	**S**pectral **R**esponse **F**unction
SWIR	**S**hort-**W**avelength **I**nfra**R**ed
VIS	**Vis**ible
VNIR	**V**ible **N**ear-**I**nfra**R**ed

USC UNIVERSIDADE DE SANTIAGO DE COMPOSTELA

Capítulo 1

Introducción

This chapter provides an overview of the basics of imaging spectrometry, its origins, the areas of application of this technique and the types of sensors involved. Below, the Offner imaging spectrometer is presented and its main characteristics are exposed. The last section presents motivations and objectives of this work.

En este primer capítulo se realiza una presentación de las bases de la espectrometría de imagen, sus orígenes, los campos en los que esta técnica tiene aplicaciones y los tipos de sensores utilizados. A continuación, se presenta el espectrómetro de imagen Offner y se exponen sus principales características. Finalmente se plantean las motivaciones y los objetivos del proyecto de tesis realizado.

1.1. Espectrometría de imagen

La espectrometría de imagen, también conocida por el nombre de espectroscopía de imagen o por el término inglés *hyperspectral imaging* (adquisición de imágenes hiperespectrales) entre otros, se define como la adquisición de imágenes en cientos de bandas espectrales contiguas de forma que el espectro de radiación de cada píxel de la imagen es registrado [1]. El término hiperespectral aparece por primera vez utilizado en 1985 en un artículo de Goetz et al. [2] sobre los orígenes de

la espectrometría de imagen aplicada a la teledetección terrestre (*Earth Remote Sensing*) en donde la palabra hiperespectral se refería al carácter multidimensional de los datos espectrales en comparación con datos de anteriores sistemas, adquiridos únicamente en 4-7 bandas espectrales, denominados sistemas multiespectrales. Sin embargo, la diferencia entre las técnicas de imagen hiperespectral y las técnicas de imagen multiespectral, no radica sólo en el número de bandas espectrales; en una imagen hiperespectral las bandas son contiguas, es decir, no dejan ningún intervalo espectral entre ellas.

La espectrometría o espectroscopía es utilizada en diferentes disciplinas de la física, la química o la biología para investigar las propiedades de un cuerpo a partir de su interacción con la radiación electromagnética. La cantidad de radiación que es reflejada, absorbida o emitida por una sustancia, varía con la longitud de onda. Esto hace que sea posible extraer información acerca de las propiedades y composición química de un objeto estudiando el espectro de la luz que proviene de él. Por otro lado, las técnicas de imagen convencionales se han desarrollado haciendo énfasis en registrar información espacial con un uso muy limitado de la información espectral. Históricamente, uno de los grandes esfuerzos en la teledetección ha sido la producción de imágenes de alta calidad para un análisis e interpretación humano de información visual en un vídeo, monitor o imágenes impresas, ya que el ojo humano sólo necesita tres bandas espectrales para conseguir la ilusión de color en una imagen [3], como el sistema de color RGB (ver figura 1.1). Del mismo modo, también se han desarrollado técnicas para la producción de imágenes en otras regiones del espectro. Sistemas que operan en los rangos LWIR, NIR o SWIR, forman imágenes luminosas creadas a partir de la radiación electromagnética reflejada o emitida por un cuerpo fuera del rango espectral de visión humano.

La espectrometría de imagen es una técnica que combina estas dos bien conocidas metodologías, la espectroscopía y la formación de imagen, convirtiéndose en una poderosa herramienta para el análisis de una escena.

El principal obstáculo en la teledetección se debe a que el material o la muestra de estudio no puede ser manipulado, motivando el uso de sensores capaces

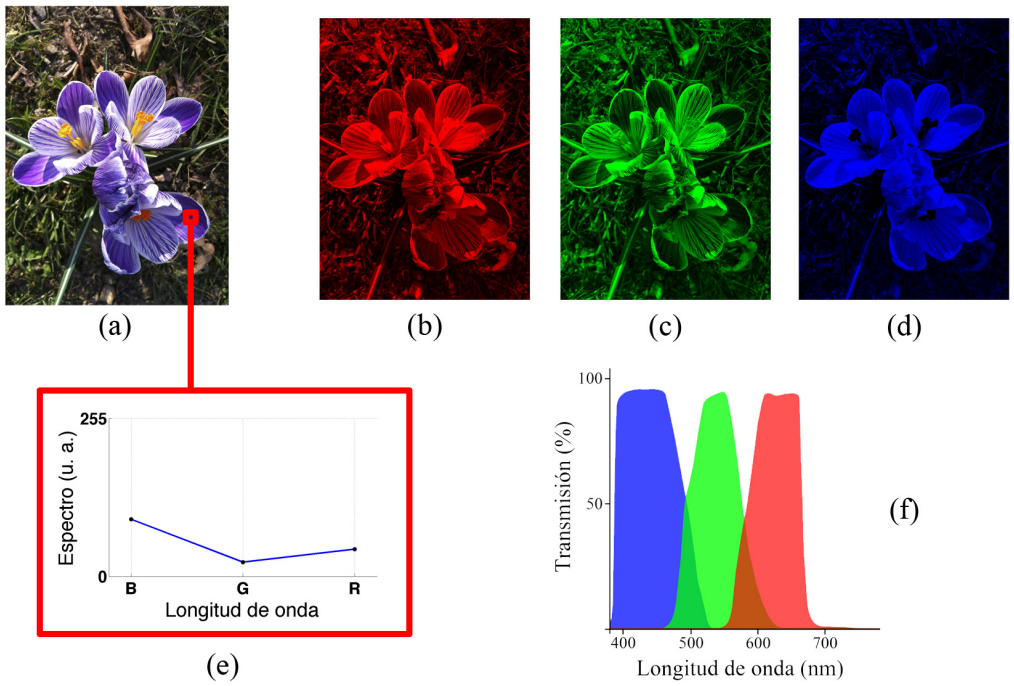
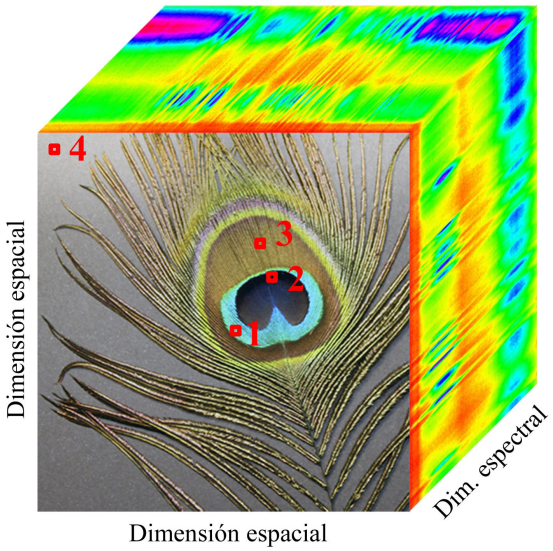


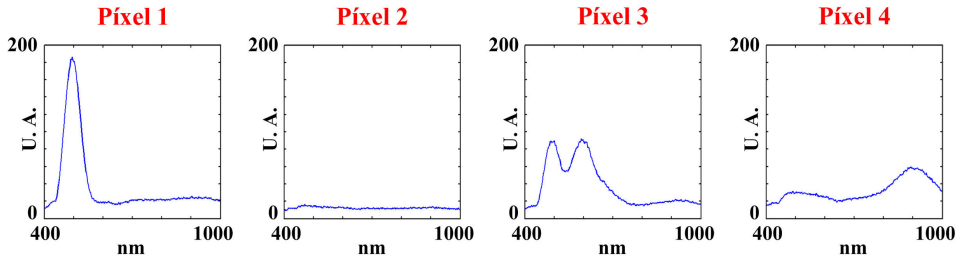
FIGURA 1.1: (a) Fotografía convencional y (b) (c) (d) su descomposición espectral en las bandas RGB. (e) Espectro RGB de un punto de la imagen. (f) Espectro de transmisión de un sistema de filtros RGB típico.

de aprovechar al máximo la información contenida en los fotones que parten de él. Un espectrómetro de imagen o un sensor hiperespectral, proporciona simultáneamente información espacial y espectral. Al contrario que en la espectrometría convencional el espectro de cada punto de una escena se graba de forma independiente. Este espectro, también denominado firma espectral, muestra la fracción de la energía que es reflejada o emitida por un punto de la imagen en función de la longitud de onda. La gran cantidad de información contenida en una imagen hiperespectral (ver figura 1.2) hace que incluso la representación visual de la misma sea complicada y que la esencia de los algoritmos de tratamiento de este tipo de imágenes sea la extracción de la información de interés de entre toda la adquirida.

(a) Representación del cubo de datos:



(b) Espectro de diferentes píxeles espaciales:



(c) Imágenes en diferentes longitudes de onda:

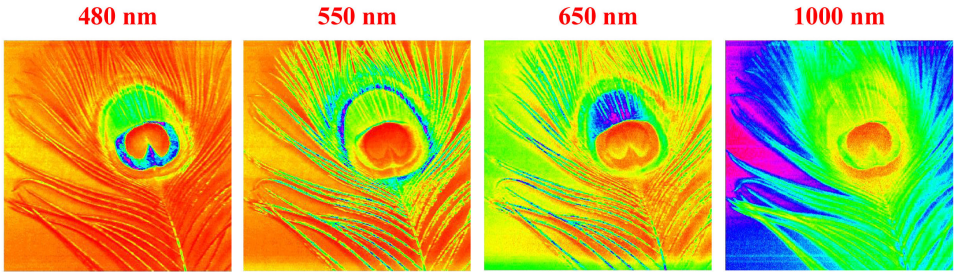


FIGURA 1.2: Representación de una imagen hiperespectral adquirida con un prototipo montado en el laboratorio en el rango 400-1000 nm. (a) Representación en forma de cubo de datos con dos dimensiones espaciales y una espectral. (b) Espectro de diferentes píxeles de la imagen. (c) Imágenes en diferentes longitudes de onda.

En resumen, diferentes objetos en una escena, reflejan, dispersan, absorben y emiten radiación electromagnética de forma característica en función de su composición, forma y tamaño. Si la radiación que alcanza un sensor se mide en diferentes longitudes de onda sobre un rango espectral suficiente, el espectro o la firma espectral resultante puede utilizarse para identificar materiales en una escena. Por ejemplo, el espectro de la radiación solar reflejada por un punto sobre la superficie de la tierra puede medirse utilizando un espectrómetro de imagen aerotransportado, con esta información se puede identificar o conocer la cantidad de alguna propiedad particular en ese punto sobre la superficie terrestre [4].

1.1.1. Primeros pasos en la espectrometría de imagen

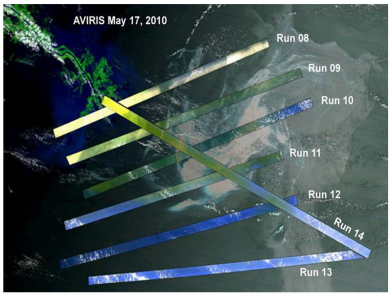
La espectrometría de imagen actual tiene su origen en la espectroscopía de laboratorio, la espectroscopía de campo y los sensores espectrales desarrollados en los años 70 [5]. Previamente ya se habían utilizado equipos de imagen espectral en proyectos militares para aplicaciones como la distinción del camuflaje de la vegetación real, sin embargo, debido a la naturaleza clasificada de este tipo de operaciones no hay mucha información disponible [6].

Entre los primeros hitos en el análisis espectral aplicado a la teledetección terrestre destacan el lanzamiento en 1960 del satélite TIROS-I *(Television Infrared Observation Satellite I)* [4] y la obtención en 1972 de las primeras imágenes multiespectrales del satélite estadounidense Landsat 1 (llamado *Earth Resource Technology Satellite*, o ERTS 1). Por primera vez un sistema de cámaras denominado RBV (*Return Beam Vidicon*) y un escáner multiespectral (únicamente con 4 bandas espectrales) se utilizaban para aplicaciones cartográficas y para el análisis de la superficie terrestre [7]. Otro de los primeros éxitos de la imagen multiespectral fue llevado a cabo en la NASA en 1981 con el lanzamiento del SMIRR (*Shuttle Multispectral InfraRed Radiometer*), con 10 canales espectrales que cubrían las regiones VNIR y SWIR del espectro. El experimento fue un gran éxito y llevó a la primera identificación directa de minerales en la superficie de la tierra desde un satélite en órbita [1].

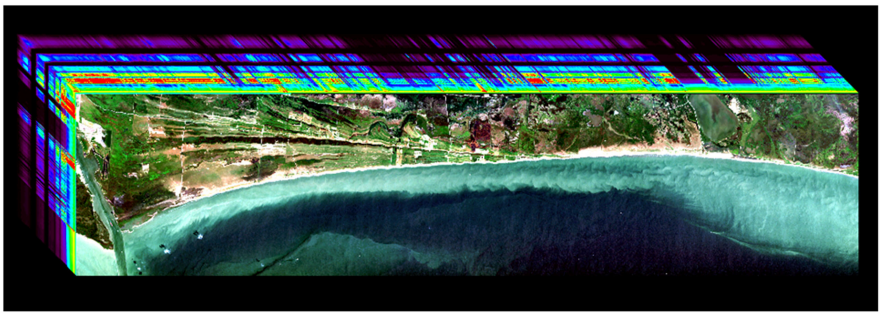
En este contexto, los primeros prototipos de espectrómetros capaces de escanear una imagen fueron: el SIS (*Scanning Imaging Spectroradiometer*), desarrollado por la NASA a principios de los 70 (rebautizado en 1981 como ASAS, *Advanced Solid State Array Spectrometer*, cuando un detector CID, *Charge Injection Device*, fue incorporado al sistema óptico [8]); un espectroradiómetro desarrollado por el Geophysical Environmental Research corporation (GER) tomando datos en 1981 con 576 canales espectrales en el rango 0.4-2.5 micras [6]; el FLI (*Fluorescense Line Imager*), un sensor hiperespectral aerotransportado operativo desde 1984, desarrollado por Moniteq en Canada [9] y los sistemas AIS, *Airborne Imaging Spectrometer*, desarrollados por el Jet Propulsion laboratory (JPL). Las primeras imagenes del AIS-1 fueron tomadas a finales de 1982 operando en el rango 1.2-2.4 μm y posteriormente, en el sistema AIS-II el rango fue ampliado a 0.8-2.4 μm [10].

En 1984 comenzó a desarrollarse el sistema AVIRIS, que realizó su primer vuelo abordo de una aeronave ER-2 de la NASA a 20 km de altitud en 1987. AVIRIS fue el primer espectrómetro de imagen en medir el espectro de reflectancia solar en el rango 400-2500 nm [11]. Varias mejoras del sistema a lo largo del tiempo han mantenido a AVIRIS como el primer espectrómetro de imagen de uso civil y sus datos han sido referenciados en más de 600 publicaciones hasta el año 2010 [12]. En la figura 1.3 podemos observar diferentes imágenes relacionadas con el vertido en el golfo de Mexico ocurrido en el año 2010 [13].

(a)



(b)



(c)

FIGURA 1.3: Imágenes de la operación del Instrumento AVIRIS durante el vertido del Golfo de México ocurrido en 2010. (a) Imagen del aerotransbordador de la NASA ER-2 *(Image Credit: NASA/Regan Geeseman)*. (b) Diferentes zonas de medida del instrumento *(Image Credit: NASA/JPL-Caltech/Dryden/USGS/UC Santa Barbara)*. (c) Uno de los cubos de datos obtenidos. En el cubo de datos se puede observar las dos dimensiones espaciales y la dimensión espectral. En la dimensión espectral puede observarse que existen zonas del espectro en las que el AVIRIS no registra información. *(Image Credit: NASA/JPL-Caltech/Dryden/USGS/UC Santa Barbara)*.

Desde finales de los años 80 numerosas agencias espaciales y compañías privadas han desarrollado sus propios aparatos y con cada generación de instrumentos, los espectrómetros de imagen se han vuelto más sofisticados mejorando su resolución espacial y espectral. Numerosos equipos con diferentes tecnologías han ido apareciendo a lo largo de los años [7] y algunos de estos equipos se recogen en la tabla 1.1.

INSTRUMENTO	Organización	Año	Rango espectral (Nº de bandas)	FOV	Sistema espectral[a]	Método de adquisición[b]
AVIRIS [11]	Jet Propulsion Lab.	1987	400-2500 nm (224)	30º	Dispersivo	Whiskbroom
HYDICE [14]	HDOS[c]	1995	400-2500 nm (210)	8.9º	Dispersivo	Pushbroom
FTHSI [15]	Kestrel Corp.	1996	350-1050 nm (256)	13º	interferométrico	Pushbroom
AIRIS[d] [16]	Physical Sciences, Inc.	1999	8-11 μm (40)	-	Filtrado	Framing
HYPERION [17]	NASA	2000	400-2500 nm (242)	0.63º	Dispersivo	Pushbroom
MERIS[e] [18]	ESA	2002	390-1040 nm (15)	68.5º	Dispersivo	Pushbroom
HICO [19]	Naval Research Lab.	2009	350-1080 nm (128)	6.92º	Dispersivo	Pushbroom
HYTES [20]	Jet Propulsion Lab.	2012	7.5-12 μm (256)	50º	Dispersivo	Pushbroom

Tabla 1.1: Datos de diferentes sensores espectrales.

[a] Ver sección 1.1.3.2.
[b] Ver sección 1.1.3.1.
[c] *Hughes Danbury Optical Systems, Inc.*
[d] Comercial. Sistema multiespectral.
[e] Programable. Sistema multiespectral.

Durante muchos años, los instrumentos utilizados para la teledetección requerían caros equipos aéreos y la mayoría de los avances en el campo de la espectrometría de imagen tenían como objetivo satisfacer las grandes exigencias de calidad de equipos militares o aerospaciales [5, 21]. El aumento de la capacidad de computación, incrementando la posibilidad de adquirir, almacenar, acceder y procesar inmensas cantidades datos y los grandes avances tecnológicos en los sensores electrónicos, han posibilitado la aparición de equipos hiperespectrales comerciales. En la actualidad, numerosas compañías ofrecen sistemas completos para aplicaciones aerotransportadas y de laboratorio [22]. Muchos de estos sistemas emplean detectores CCD con lo que están limitados al rango espectral del Silicio, aunque también existen algunos equipos que operan más allá de 1 μm y que requieren por lo general detectores más costosos [1].

1.1.2. Aplicaciones

Las aplicaciones de la espectrometría de imagen se pueden etiquetar en tres grandes grupos [4]: detección de anomalías (localizar e identificar características poco comunes en una escena), reconocimiento de objetos (localizar o clasificar objetos a partir de datos conocidos, por ejemplo de librerías de datos de reflectancias espectrales) o caracterización de una escena (cartografía, mapeo...).

Para la identificación o la distinción de un objeto en una escena no son necesarios todos los datos espectrales de reflectancia de las numerosas bandas que obtiene un sensor hiperespectral. En un estudio concreto, un número mucho menor de bandas en una u otra posición del espectro es suficiente. Esto implica que los sensores hiperespectrales recogen una gran cantidad de datos que aunque no resulten útiles en una aplicación pueden ser útiles para otra. De esta forma, los espectrómetros de imagen pueden considerarse sensores multipropósito y un mismo sistema tiene una gran variedad de posibles aplicaciones teniendo en cuenta, por supuesto, el número de bandas y su rango espectral. Por otra parte, esta

cantidad extra de datos hace que para extraer la información de interés sea necesario el desarrollo de algoritmos específicos que consigan transformar la gran cantidad de información disponible en sencillos indicadores.

El hecho de que los sensores hiperespectrales sean multipropósito, junto con las características no destructivas y de no contacto de la espectrometría de imagen que implica la no necesidad de procesado de los cuerpos de estudio, permite la aplicación de la espectrometría de imagen en multitud de campos.

Durante años, la espectrometría de imagen, ha estado ligada a la teledetección terrestre y astronómica y las primeras aplicaciones científicas de los sensores hiperespectrales fueron geológicas, ecológicas, estudios costeros, cartografiado, amenazas ambientales, agricultura, silvicultura, estudios urbanos...[1, 2, 4, 5, 23]

Los avances en el diseño de nuevos prototipos, las mejoras en los algoritmos de procesado de datos hiperespectrales, el desarrollo de modelos de reflectancia espectral y la aparición de métodos semiempíricos de recuperación de parámetros de la superficie de un material [5], junto con la mayor capacidad de computación y la aparición de detectores comerciales de bajo coste, han permitido la incursión de la espectrometría de imagen en nuevos campos y aplicaciones donde esta tecnología resulta útil. De este modo, la espectrometría de imagen se utiliza en medicina, biología, control de procesos, seguridad, colorimetría o conservación del patrimonio entre otros [3, 22, 24, 25].

A modo de ejemplo, se comentan algunas de las aplicaciones que se han desarrollado y algunas en las que se continúa trabajando actualmente en nuestro entorno. El Grupo Integrado de Ingeniería del campus de Ferrol de la Universidade da Coruña trabaja activamente en el desarrollo de sistemas de procesado de datos hiperespectrales con múltiples aplicaciones como la identificación, clasificación y control de calidad de materiales en procesos industriales [26, 27], así como en un sistema de detección e identificación automático de embarcaciones para puertos o canales de navegación para el establecimiento de medidas de seguridad y de control [28]. También en el ámbito industrial, en la Universidade de Vigo, se ha estado trabajando en el uso de sistemas de visión artificial para el

control de calidad en la industria de la patata. En concreto, se han realizado estudios aplicando esta tecnología para detectar problemas externos e internos en los tubérculos como la denominada sarna común o la presencia de corazón hueco [29, 30]. En el ámbito medioambiental, la Universidade da Coruña ha participado en estudios de cartografiado y de seguimiento continuo de especies de algas invasoras como la *Sargassum muticum* en Galicia. Con este propósito, en la Ría de Vigo se han adquirido imágenes con un sensor hiperespectral aerotransportado en Junio del 2008 [31].

1.1.3. Clasificación

Los espectrómetros de imagen tienen dos componentes críticos para la adquisición de imágenes hiperespectrales: un sistema de separación de la radiación según su longitud de onda y un sistema de formación de imagen con un plano (o línea) de detectores que recogen la radiación. Como se puede ver en las figuras 1.2 y 1.3, las imágenes hiperespectrales se pueden representar como un cubo de datos donde cada punto de dicho cubo se relaciona con la radiancia de una zona de la escena en una banda espectral determinada.

Es habitual, por lo tanto, clasificar los sensores hiperespectrales teniendo en cuenta dos aspectos fundamentales [32, 33]: según el método de adquisición de una imagen del cubo de datos o según el procedimiento de obtención de la información espectral.

1.1.3.1. Clasificación según el método de adquisición de una imagen del cubo de datos

De acuerdo con esta clasificación se dividen los espectrómetros de imagen en 4 grupos [32]: *whiskbroom*, *pushbroom*, *framing* y *windowing*. Un sistema *whiskbroom* escanea la escena punto a punto, obteniendo el espectro de un único punto en cada adquisición (ver figura 1.4). Un sistema *pushbroom*, es un sistema que

escanea la escena línea a línea y utiliza un detector bidimensional donde se registra el espectro de cada punto de la línea a lo largo de la dimensión espectral (ver figura 1.4). Mientras que el campo de visión, FOV (*Field of View*), de un sistema *whiskbroom* no tiene dimensión espacial, un sistema *pushbroom* tiene un FOV unidimensional. Los sensores tipo *framing* o *staring*, adquieren una imagen convencional con 2 dimensiones espaciales pero en una región pequeña del espectro teniendo por tanto un FOV bidimensional (ver figura 1.4). Para construir el resto del cubo de datos, estos dispositivos capturan nuevas imágenes en diferentes bandas espectrales utilizando, por ejemplo, sistemas de filtros o un filtro sintonizable. Por último, los sistemas *windowing* también adquieren imágenes con dos dimensiones espaciales, sin embargo, a lo largo de una de las dimensiones espaciales, diferentes longitudes de onda son registradas (ver figura 1.4).

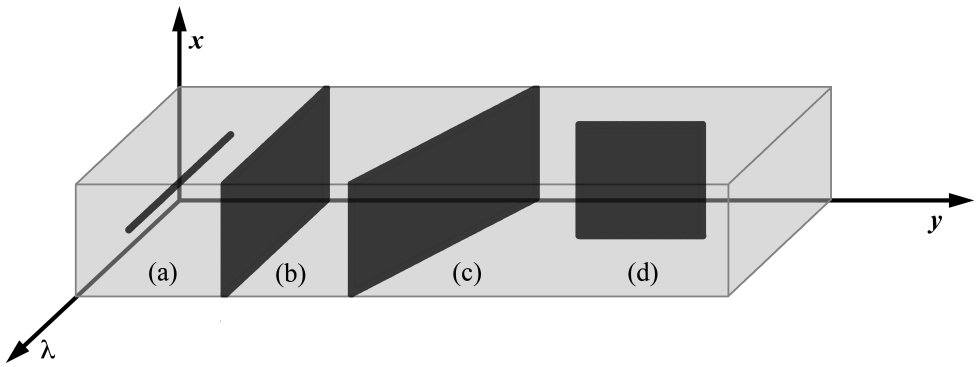


FIGURA 1.4: Clasificación de espectrómetros de imagen según el método de adquisición de una imagen del cubo de datos: (a) *whiskbroom*, (b) *pushbroom*, (c) *windowing* y (d) *framing*.

En la tabla 1.1 se pueden encontrar ejemplos de un sistema *whiskbroom* como es el AVIRIS y de un sistema *framing*, el sistema AIRIS. El resto de sensores recogidos en la tabla son sistemas tipo *pushbroom*. Como ejemplo de sistema *windowing* se puede citar un sistema de adquisición patentado por investigadores del área de óptica de la USC en el año 2010 [34] basado en una modificación del sensor hiperespectral mostrado en la figura 1.8.

Existen otras técnicas de adquisición, no tan extendidas, que no se pueden incluir dentro de esta clasificación y pretenden resolver el problema de la adquisición de toda la información espectral y espacial de forma simultánea. Una propuesta para obtener el cubo de datos en una única exposición utiliza una matriz de fibras ópticas para mapear una imagen 2-D y transformarla en un array lineal que sirve como rendija de entrada de un espectrómetro de imagen [35]. Otros instrumentos utilizan elementos dispersivos como hologramas generados por ordenador y MEMS (*Micro Electro-Mechanical System*) para crear un patrón espacial tomográfico de dispersión sobre un detector bidimensional [36].

1.1.3.2. Clasificación según el método de obtención de la información espectral

En función del dispositivo encargado del procesado de la información espectral, los sensores hiperespectrales se clasifican en [33]: dispersivos, de filtrado o interferométricos.

Como su propio nombre indica, los sensores hiperespectrales dispersivos utilizan uno o varios elementos dispersivos para separar la radiación en función de su longitud de onda. Estos elementos pueden ser prismas, redes de difracción o una combinación de ambos. En los espectrómetros de imagen por filtrado, el sistema de separación espectral sólo transmite unas bandas espectrales seleccionadas en cada captura utilizando elementos ópticos pasabandas. El cambio de las bandas espectrales de interés puede realizarse, por ejemplo, con la ayuda de un conjunto de filtros diferentes o con un filtro sintonizable. Los espectrométros de imagen interferométricos dividen el haz en dos, modifican el camino óptico de uno de ellos y son recombinados en el plano imagen obteniendo la transformada de Fourier del espectro. Posteriormente, el espectro es recuperado por computación numérica.

El sistema FTHSI y el sistema AIRIS son ejemplos de espectrómetros de imagen interferométricos y de filtrado respectivamente. El resto de sensores de la tabla 1.1 como el AVIRIS, el HYPERION o el HICO son sistemas dispersivos.

1.1.4. Procesado de datos

Como se ha comentado anteriormente, la espectrometría de imagen ofrece la posibilidad de un análisis más detallado de una escena en comparación con las técnicas de imagen tradicionales debido a la gran cantidad de información espectral adquirida. Por ejemplo, en comparación con dichas técnicas, materiales con firmas espectrales muy parecidas pueden ser distinguidos o mayor información espacial a escala subpíxel puede ser extraída.

Alguno de los principales inconvenientes en el uso y el desarrollo de los métodos de procesado de datos hiperespectrales han sido causados por el ya comentado carácter voluminoso y multidimensional de los datos, pero la escasez de datos hiperespectrales disponibles también ha jugado un papel muy importante [1]. Estos problemas han quedado en parte solucionados gracias al aumento de la capacidad de computación y almacenaje de información, junto con el desarrollo de un mayor número de sensores y la aparición de equipos hiperespectrales comerciales. No obstante, el procesado de la gran cantidad de información adquirida, especialmente en aplicaciones en tiempo real, ha requerido y requiere el desarrollo de herramientas y algoritmos específicos. Con el tiempo, numerosos algoritmos han sido propuestos y herramientas cada vez más refinadas, simplificadas y accesibles han ido apareciendo [37].

Los algoritmos más utilizados para aplicaciones hiperespectrales, en especial los aplicados en teledetección, pueden ser organizados en cuatro grandes grupos [38]: (a) detección de blancos o anomalías donde se localizan aquellos píxeles del cubo de datos con firmas espectrales conocidas o que difieren del fondo, (b) detección de cambios entre dos imágenes hiperespectrales de la misma escena, (c) clasificación de cada píxel de la escena y (d) estimación de la fracción del área cubierta por diferentes materiales presentes en una escena en un mismo píxel.

El procesado de datos en un algoritmo hiperespectral presenta ciertas particularidades, algunas de las cuales se presentan a continuación:

Redundancia de datos

Una gran parte de la información adquirida, tanto espacial como espectral, no es necesaria para una aplicación particular, resultando por lo tanto redundante. Una cuestión fundamental en el procesado de datos hiperespectrales es reducir esta redundancia en la información espacial-espectral sin la pérdida de información útil [39].

Corrección atmosférica

Muchos de los sistemas de procesado de imágenes hiperespectrales de sensores aerotransportados, requieren la utilización de sofisticados algoritmos de corrección atmosféricos. La atmósfera influye en la radiancia adquirida por el sensor de cualquier punto de la superficie. Por un lado, atenúa la radiación que le llega y que refleja un objeto en la superficie en función de su longitud de onda. Por otra parte, la atmósfera actúa añadiendo radiación dispersada no relacionada con las propiedades del punto de la superficie que está siendo registrado. Estos efectos, variables con el tiempo y con la zona, provocan que información espectral obtenida no pueda ser comparada directamente con la registrada en el laboratorio. Aunque existen técnicas de procesado que han probado su eficiencia trabajando con imágenes no corregidas [40], algunos algoritmos requieren el uso de datos auxiliares mientras que otros realizan las correcciones atmosféricas necesarias a partir de los datos contenidos en la propia imagen.

Librerías espectrales

Una librería espectral es una colección de espectros adquiridos en materiales conocidos. Un espectro conocido puede guiar la clasificación espectral o definir el blanco a detectar comparando el espectro de los píxeles adquiridos con ese espectro de referencia. Muchos investigadores adquieren librerías espectrales en el laboratorio o sobre el terreno como parte de cada proyecto para utilizar en el análisis y procesado de datos hiperespectrales de una aplicación particular. Otra

posibilidad consiste en recurrir a alguna de las librerías espectrales de calidad que se encuentran disponibles [37].

Análisis subpíxel

Para objetos que ocupan varios píxeles, (objetos espacialmente resueltos) los algoritmos de procesado de datos pueden explotar propiedades espaciales y espectrales. Sin embargo, en la detección de objetos de tamaño subpíxel sólo datos espectrales pueden ser explotados. Por ejemplo, un chaleco salvavidas en el océano, en el probable caso de no ser resuelto espacialmente, puede ser detectado en base a sus características espectrales. En general en un cubo de datos, aparecen píxeles denominados puros y píxeles denominados mixtos. Un píxel puro contiene el espectro de único objeto y un píxel mixto contiene una mezcla de las contribuciones espectrales correspondientes a diferentes componentes presentes en dicha área. Los métodos de análisis subpíxel pueden ser utilizados no sólo para detección de blancos, si no también para calcular la fracción de componentes presentes en cada uno de los píxeles detectando por tanto cantidades mucho más pequeñas que el tamaño del propio píxel. Estos métodos explotan el hecho de que el espectro de cada píxel es el resultado de una combinación del espectro de todos los componentes puros presentes, teniendo como variables desconocidas las fracciones de cada componente en ese píxel.

1.2. Espectrómetros de imagen dispersivos *pushbroom*

Los espectrómetros de imagen dispersivos separan la radiación electromagnética en diferentes ángulos en función de su longitud de onda con la ayuda de prismas, redes de difracción o una combinación de ambos y funcionan, habitualmente, en modo *whiskbroom* o *pushbroom*.

Un espectrómetro dispersivo tipo *whiskbroom*, registra el espectro de cada punto de la escena sobre una matriz lineal de detectores. Por el contrario, en un sistema

dispersivo tipo *pushbroom*, la imagen de una línea de una escena es dispersada y focalizada sobre una matriz de detectores bidimensional. Las columnas de la matriz de detectores (paralelas a la dirección de la línea) contienen la información espacial mientras que la información espectral se encuentra en las filas (ver figura 1.5), pudiendo considerarse cada fila como un espectrómetro independiente.

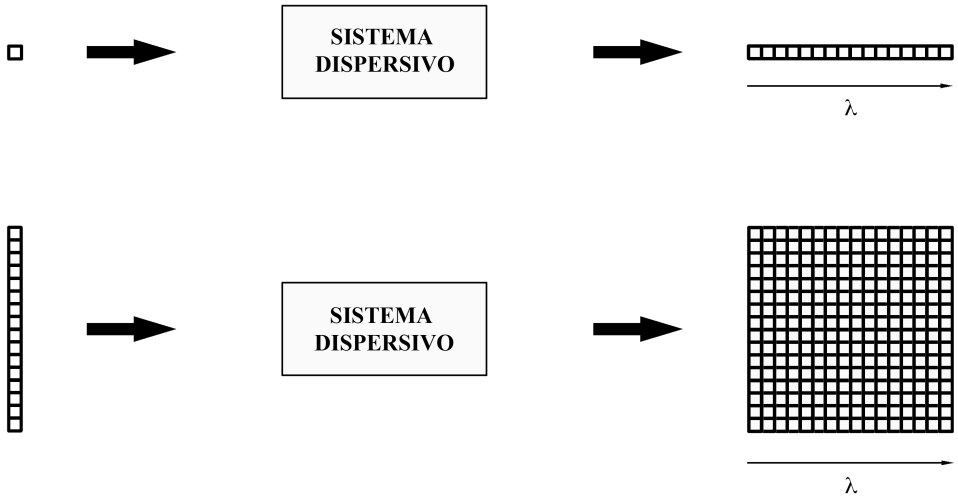


FIGURA 1.5: Adquisición de datos *whiskbroom* (arriba) *vs. pushbroom* (abajo).

Por este motivo, los espectrómetros de imagen tipo *whiskbroom* pueden alcanzar mucha más uniformidad espacial y espectral que un sensor tipo *pushbroom*, ya que en el caso de un sensor *whiskbroom* sólo es necesaria una buena calibración de la SRF (*Spectral Response Function*) de cada uno de los detectores de la matriz lineal de fotodetectores [11, 23]. En el caso de un sensor tipo *pushbroom*, la calibración presenta mayores dificultades [41]. En la sección 1.2.2 se presentan algunas de los artefactos que pueden aparecer en este tipo de sensores y que llevan a la producción de firmas espectrales falsas. Sin embargo, los sensores dispersivos tipo *pushbroom*, sin necesidad de partes móviles, alcanzan mayores relaciones SNR (*Signal-to-Noise Ratio*) que los sensores tipo *whiskbroom* y son elegidos frente a estos para aplicaciones como la teledetección desde satélites en órbita debido a la limitación en el tiempo de integración [23, 42].

1.2.1. Componentes

Los sensores hiperespectrales dispersivos tipo *pushbroom* tienen tres componentes fundamentales: una óptica externa, un sistema dispersivo y una unidad de detección (ver figura 1.6). La óptica externa forma imagen de una escena sobre la rendija de entrada del sistema dispersivo que separa el espectro de la luz proveniente de dicha rendija en ángulos diferentes en función de su longitud de onda en una dirección perpendicular a la misma y forma imagen sobre una matriz de detectores bidimensional.

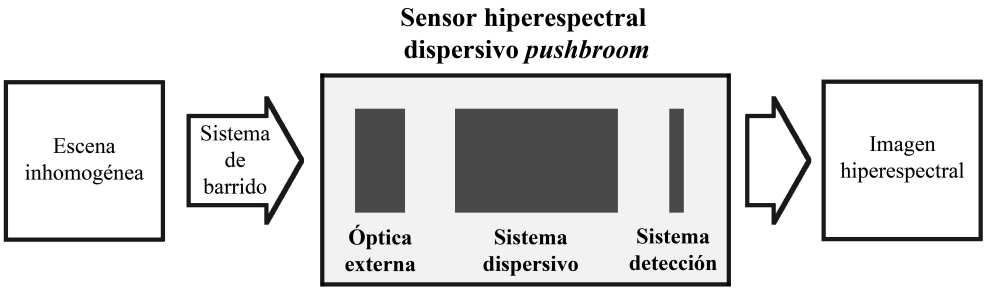


FIGURA 1.6: Diagrama de un sensor hiperespectral dispersivo *pushbroom* con sus tres componentes fundamentales: óptica externa, sistema dispersivo y sistema de detección.

1.2.1.1. Óptica externa

La óptica externa (*fore-optics*) en un sistema *pushbroom* es la encargada de formar imagen de una escena sobre la rendija de entrada del sistema espectral, de forma que únicamente una línea de la escena es seleccionada. Estos sistemas ópticos pueden ir, en función de la aplicación, desde sistemas refractivos de focal corta hasta sistemas telescópicos totalmente reflectantes y cubrir amplios rangos espectrales desde el VNIR hasta el SWIR. Normalmente los sistemas ópticos comerciales no cumplen los criterios necesarios de telecentricidad o de corrección cromática en todo el rango espectral y sus aberraciones afectan de forma clara al rendimiento final del sistema creando artefactos o inestabilidades

en la calibración. Los aspectos principales a la hora de seleccionar un sistema óptico para un sistema hiperespectral son la distancia focal, el número f, el tamaño del diafragma de campo, la posición de las pupilas y el enfoque.

La necesidad de funcionamiento en un rango espectral grande, junto con los requisitos de estabilidad frente a la temperatura, hacen más atractivos los diseños reflectantes frente a los diseños refractivos construidos con vidrios de baja dispersión. Algunos diseños apropiados pueden ser: el sistema Doble-Gauss modificado, el sistema Ritchey-Chretien Cassegrain modificado, el ocular Huygens modificado, el sistema anastigmático de tres espejos o el objectivo Schwarzschild [43].

1.2.1.2. Sistema dispersivo

En el sistema dispersivo, la luz que proviene de cada punto de la rendija es separada espectralmente y focalizada en diferentes posiciones a lo largo de una dimensión en el plano de detección. Esta unidad es el espectrómetro propiamente dicho y se considera la parte principal del sensor. Un esquema general del sistema dispersivo de un espectrómetro de imagen tipo *pushbroom* puede verse en la figura 1.7. Un sistema óptico recoge la luz que proviene de la rendija de entrada del sistema espectral. La radiación pasa a través del elemento dispersor para finalmente ser focalizada por otro sistema óptico en el plano de detección. De esta forma en el plano de detección se forma imagen de cada punto de la rendija de entrada en diferentes posiciones en función de su longitud de onda. El espectro de cada uno de los puntos se sitúa en la dirección perpendicular a la dirección de la rendija, denominada dirección o dimensión espectral (ver figura 1.7).

Los componentes ópticos que utiliza el sistema dispersivo para separar espectralmente la radiacción pueden ser prismas y/o redes de difracción. Un prisma produce una separación angular de la radiación debido al uso de un material dispersivo con superficies ópticas no paralelas. Algunos problemas derivados de la utilización de prismas se deben a que, por un lado, la dispersión obtenida

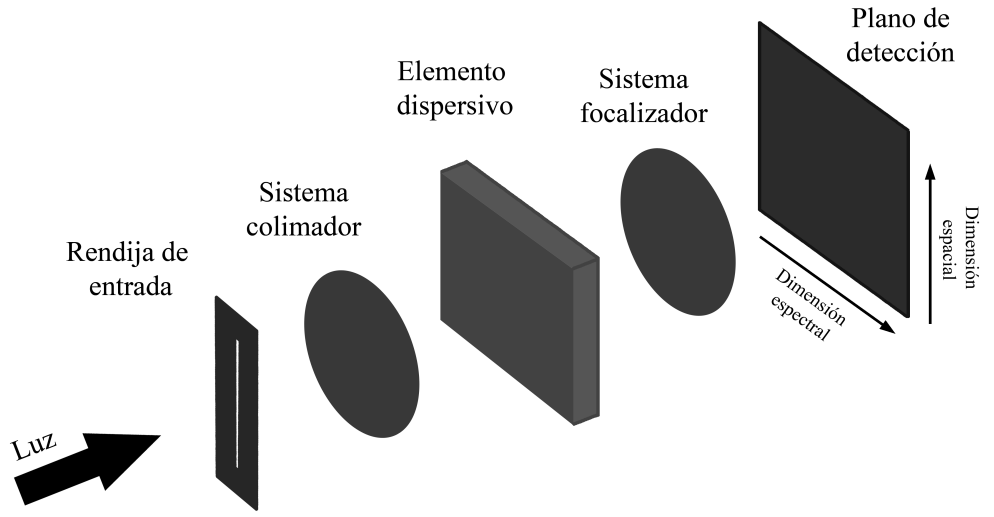


FIGURA 1.7: Esquema general de la unidad espectral de un sensor hiperespectral dispersivo tipo *pushbroom*.

está limitada por las características del material utilizado. Por otro lado, la variación del índice de refracción con la longitud de onda es por norma general no lineal, lo que se suele traducir en complejas relaciones de dispersión. También es necesario reducir las pérdidas por reflexión, pero un buen tratamiento antirreflejante resulta complicado debido a los amplios rangos espectrales en combinación con las grandes aperturas numéricas habituales en este tipo de sensores. Una red de difracción, por el contrario, es un elemento óptico que contiene estructuras periódicas del orden de la longitud de onda, difractando la radiación incidente en múltiples órdenes, cada uno de los cuales está separado espectralmente. Los ángulos de dispersión y la distribución de energía en los diferentes órdenes pueden ser controlados variando la periodicidad y la forma de la estructura respectivamente. Comparado con un prisma, el control sobre la dispersión es mucho mayor, aunque debido a imperfecciones en la producción de estructuras finas, las redes de difracción tienden a exhibir mayor *scattering* que los prismas. Otro problema habitual de las redes de difracción es la aparición de órdenes múltiples

para los que el sistema no ha sido diseñado y que deben ser filtrados o tenidos en cuenta.

Entre algunos de los sistemas estudiados y utilizados como unidad dispersiva en un sensor hiperespectral tipo *pushbroom*, se pueden destacar el sistema Offner [17, 19, 44, 45], el sistema Dyson [20, 46, 47], los sitemas PGP (*Prism-Grating-Prism)* [48, 49] o modificaciones del sistema Czerny-Turner [50, 51]. A continuación se presentan esquemáticamente algunos de los sistemas de separación espectral más utilizados.

Espectrómetro de red de transmisión.

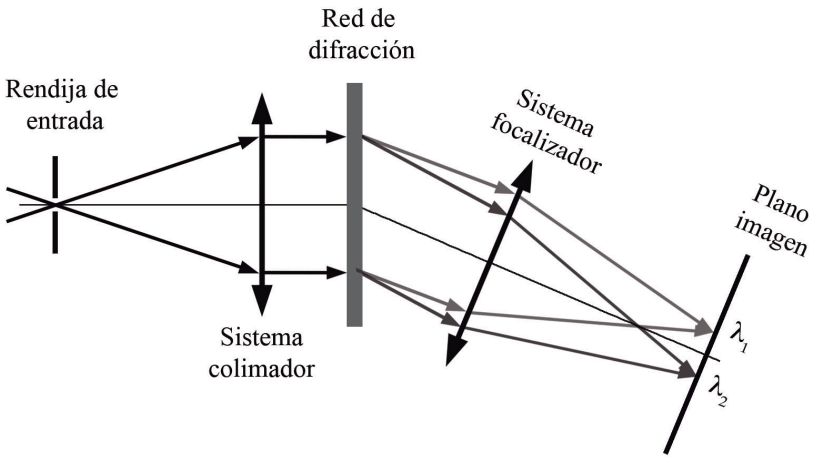


FIGURA 1.8: Esquema de la unidad espectral de un sensor hiperespectral refractivo con red de transmisión.

Uno de los sistemas dispersivos más simples se presenta en la figura 1.8. La luz proveniente de la rendija de entrada del sistema es colimada por una lente o sistema de lentes y se hace pasar a través de una red de difracción por transmisión en donde, seleccionando un único orden de difracción, cada longitud de onda es transmitida con un ángulo diferente. A continuación otro sistema óptico

focaliza dicha luz formando una imagen para cada componente espectral en diferentes posiciones a lo largo de la dimensión espectral (la información espacial se encuentra en la dirección ortogonal).

Sistema PGP

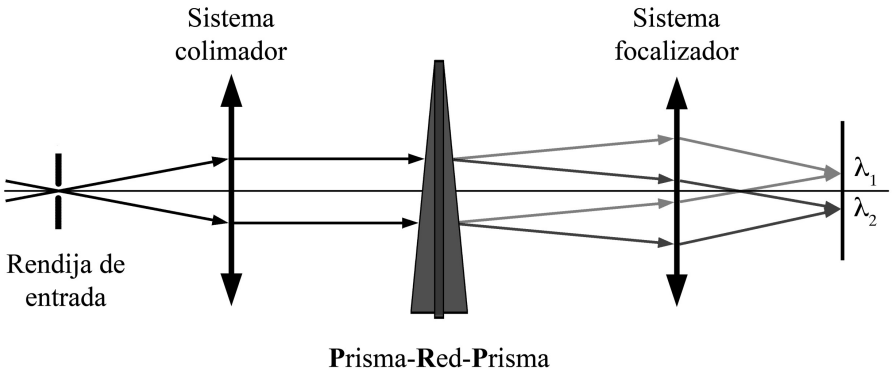


FIGURA 1.9: Esquema de la unidad espectral de un sensor hiperespectral PGP.

El sistema PGP (*Prism-Grating-Prism*) recibe su nombre debido a que utiliza como elemento dispersivo un sistema compuesto por una red de difracción por transmisión con dos prismas cementados (ver figura 1.9). Este espectrómetro, al igual que el anterior, utiliza elementos totalmente refractivos siendo la principal diferencia su eje óptico único. Igualmente, la calidad de imagen espacial-espectral depende de la complejidad de los sistemas de lentes empleados y del elemento dispersivo. Se trata de un diseño que permite la creación de sistemas compactos y de fácil alineamiento. En la actualidad, es posible encontrar espectrómetros de imagen comerciales basados en este sistema [52].

Sistema Czerny-Turner

En un espectrómetro Czerny-Turner (ver figura 1.10), un espejo cóncavo actúa como sistema colimador. La luz colimada llega a una red de difracción plana por reflexión y uno de los órdenes de la red alcanza otro espejo cóncavo que actúa como focalizador. Este sistema, totalmente reflectante, no introduce aberraciones cromáticas, sin embargo, si se utilizan únicamente espejos esféricos fuera de eje, el sistema introduce un considerable astigmatismo limitando la resolución del instrumento. Algunas soluciones pasan por [51]: incluir superficies convexas adicionales, utilizar espejos toroidales o incluso redes de difracción cilíndricas entre otras.

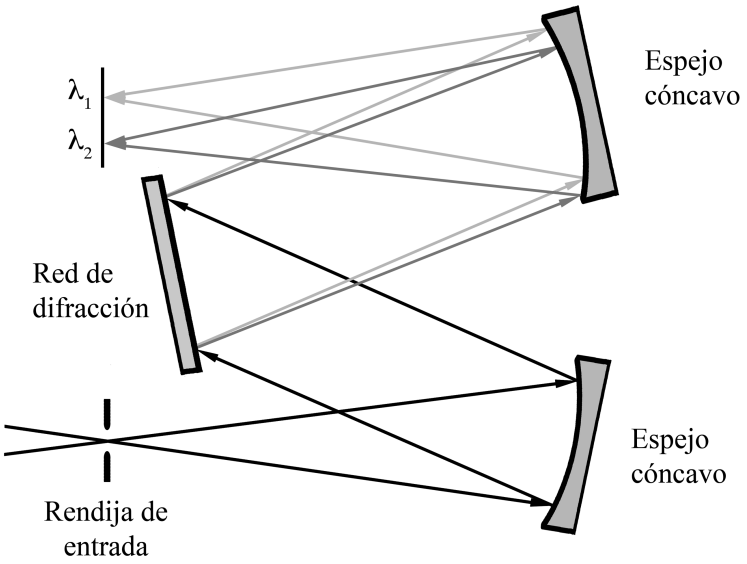


FIGURA 1.10: Esquema de la unidad espectral de un espectrómetro Czerny-Turner.

Se trata de un sistema simple y de bajo coste. Diferentes variantes de este tipo de espectrómetro son ampliamente utilizadas en espectrómetros convencionales.

Sistema Dyson

El espectrómetro Dyson destaca por ser un sistema simple y extremadamente compacto. Está compuesto únicamente por una lente hemisférica utilizada en doble paso y una red de difracción cóncava. La superficie esférica de la lente y la red cóncava se disponen en una configuración concéntrica, tal y como se muestra en la figura 1.11. A pesar de su sencillez, este sistema ofrece una gran calidad de imagen espectral y espacial incluso a grandes aperturas numéricas junto con bajos niveles de distorsiones espaciales y espectrales [47, 53]. En los últimos años, se ha analizado y propuesto este sistema para nuevos prototipos con las más altas exigencias [20, 46].

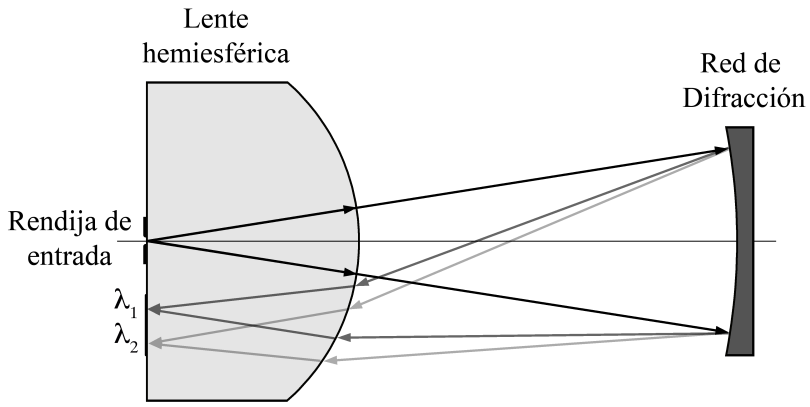


FIGURA 1.11: Esquema de la unidad espectral de un espectrómetro Dyson.

Sistema Offner

El espectrómetro Offner esta compuesto por dos o tres superficies reflectantes esféricas situadas concéntricamente. La principal diferencia con el espectrómetro Czerny-Turner es la utilización de una red de difracción convexa (ver figura 1.12).

Esta configuración tiene la ventaja de tener una gran calidad de imagen y baja distorsión para aperturas numéricas altas [21]. El uso de superficies esféricas y concéntricas facilita el alineamiento. Entre sus principales desventajas destaca precisamente el uso de una red de difracción convexa, de uso menos corriente o habitual que las redes de difracción planas o cóncavas.

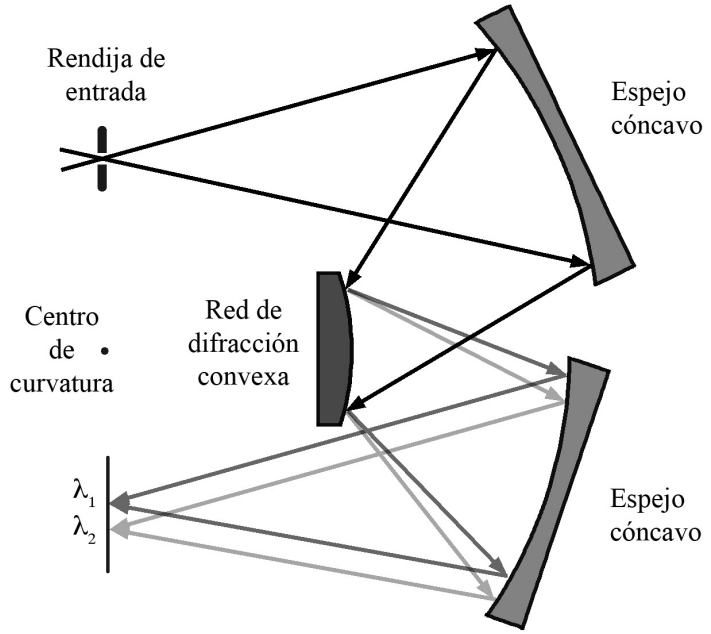


FIGURA 1.12: Esquema de la unidad espectral de un sensor hiperespectral Offner.

Durante las siguientes secciones y capítulos se profundizará sobre las características del sistema espectral Offner. El diseño, montaje, alineamiento y calibración de un sensor hiperespectral *pushbroom* dispersivo tipo Offner abarca la parte fundamental del trabajo desarrollado en este proyecto de tesis.

1.2.1.3. Unidad de detección

La unidad de detección es la responsable de convertir la distribución de irradiancia en el plano imagen del sistema dispersivo en señales eléctricas para una posterior visualización, almacenaje o procesado.

Un detector individual produce una señal sin tener en cuenta la distribución de irradiancia sobre su superficie. En un sensor hiperespectral dispersivo tipo *pushbroom*, la unidad de detección consiste en una matriz bidimensional formada por multitud de detectores individuales.

Los detectores utilizados en espectrometría de imagen pueden ser clasificados en dos grandes grupos [42]: detectores de fotones y detectores térmicos. En los detectores de fotones, los fotones incidentes provocan individualmente cambios en los estados electrónicos produciendo una señal eléctrica observable mientras que en los detectores térmicos, la radiación que incide provoca cambios en la temperatura del detector que pueden ser medidos.

Una gran variedad de materiales y tecnologías han sido desarrolladas para ser utilizados como detectores en numerosos sistemas electro-ópticos. El tipo de material es muy importante ya que entre otras cosas determina el rango espectral del detector. El silicio (Si) es el material semiconductor más utilizado y el material estándar en las regiones VIS y NIR del espectro. El silicio tiene una banda prohibida de 1.12 eV, que corresponde a una frecuencia de corte de 1.1 μm. Otros materiales habituales son el arseniuro de indio y galio (InGaAs) en la región SWIR o el antimoniuro de indio (InSb), en la región MWIR [54]. El diseño optoelectrónico y la tecnología determina, por ejemplo, la sensibilidad a las diferencias radiométricas en la irradiancia, el tamaño de cada detector individual o el denominado factor de llenado (*fill factor*). Como cada uno de los detectores está conectado mediante un circuito externo, puede ocurrir que no toda la superficie de la matriz sea útil en la detección. El factor de llenado, indica la relación entre el área que es utilizada para la detección y el área total de la matriz de detectores.

La unidad de detección tiene una gran influencia en la calidad de imagen y puede llegar a ser el componente más caro de estos sistremas. En los últimos años, se han realizado numerosos avances en este campo con detectores más sensibles, materiales con mejores eficiencias cuánticas en diferentes rangos espectrales, estructuras cada vez más reducidas y con mayores prestaciones... Este aumento de la calidad de los sistemas de detección electro-ópticos y la aparición de multitud de sistemas comerciales de coste razonable ha sido, como se ha comentado anteriormente, uno de los factores clave de la la incursión de la espectrometría de imagen en nuevos campos y aplicaciones.

1.2.2. Calidad de imagen

Los primeros experimentos realizados para estudiar el espectro de la radiación visible utilizaban prismas en combinación con rendijas de entrada y/o de salida. El uso de una rendija junto con un elemento dispersivo era tan habitual que hoy en día se ve reflejado en el uso del término *líneas espectrales* para denominar a los picos de emisión o absorción de una sustancia, debido a que lo que se observaba en esos experimentos eran las imágenes de la rendijas vistas a través de un elemento dispersivo, provocando la aparición de líneas en el espectro. De un modo muy similar a aquellos primeros instrumentos, los sistemas dispersivos tipo *pushbroom* forman imágenes monocromáticas de la rendija de entrada a lo largo de la denominada dimensión espectral pero en este caso sobre una matriz bidimensional de detectores. La principal diferencia de estos sistemas con un espectrómetro tradicional es que cada punto de la rendija, correspondiente a una banda espacial diferente, es descompuesto espectralmente de forma individual, lo que permite aprovechar la información espacial contenida en la rendija.

En un sistema ideal, las imágenes de la rendija en cada longitud de onda son paralelas entre sí, con una distancia entre ellas que viene dada por una única relación de dispersión. El espectro de un punto de la rendija es una recta perfectamente paralela al espectro de cualquier otro punto de la misma. Al mismo tiempo, la dimensión espacial y espectral son totalmente perpendiculares. En

cuanto a la resolución, considerando un sistema perfecto, la resolución tanto espacial como espectral se mantendrían constantes, independientes del campo (altura sobre la rendija) y de la longitud de onda[1]. Sin embargo, un sistema dispersivo tipo *pushbroom* real, presenta una serie de diferencias con el caso ideal que se pueden agrupar en tres grandes grupos:

(a) Falta de uniformidad en la resolución espacial y espectral. En un sistema real, la resolución espectral y espacial puede variar para las imágenes correspondientes a diferentes zonas de la rendija de entrada. Del mismo modo, tanto la resolución espacial como espectral pueden variar con la longitud de onda.

(b) No linealidades o distorsiones en la imagen. La falta de rectitud de las imágenes monocromáticas de la rendija se conoce como *smile* y la variación del aumento lateral con la longitud de onda, o lo que es lo mismo, la falta de paralelismo entre los espectros de dos puntos espaciales se conoce como *keystone*.

(c) Presencia de artefactos. La aparición de radiación no deseada en zonas del plano imagen deteriora la calidad de los datos que pueden ser registrados por el detector. Estos efectos pueden producirse debido a la presencia de órdenes múltiples, reflejos o luz difusa. Otros problemas ópticos que pueden provocar errores en la interpretación de los datos registrados son el viñeteo o la dependencia de la polarización.

Todos estos efectos indeseables deben ser minimizados en el diseño de cualquier sistema hiperespectral. Aunque todos ellos se pueden corregir mediante procesado de datos, salvo la dependencia de la respuesta del sistema con la polarización, esto no resulta práctico. La caracterización precisa y veraz de un sistema de este tipo es muy complicada y la corrección de los datos necesaria incrementaría considerablemente un ya de por sí complejo tratamiento de datos [41].

[1]Nótese que incluso en un sistema limitado por difracción, la resolución depende de la longitud de onda.

1.3. El espectrómetro de imagen Offner

1.3.1. Historia

El sistema formador de imagen Offner (ver figura 1.13) aparece por primera vez ligado al área de la litografía óptica. La litografía óptica o fotolitografía ha sido el proceso de modelado dominante en la fabricación de semiconductores durante más de 40 años. Los instrumentos actuales utilizados en la fotolitografía representan los sistemas ópticos más precisos y con la mayor resolución jamás construidos [55].

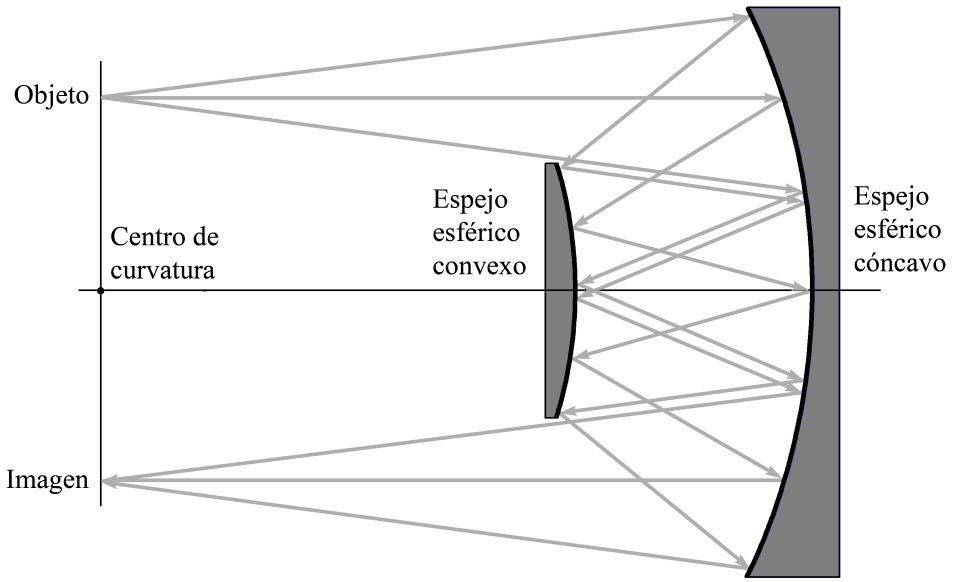


FIGURA 1.13: Sistema óptico formador de imagen propuesto por Abe Offner en 1971.

Uno de los aspectos más importantes en la fabricación de circuitos integrados, chips o microchips, es la reproducción exacta de los patrones diseñados para cada capa sobre el propio semiconductor. En los años 60, los fabricantes de chips

intentaban alcanzar esta precisión con la ayuda de materiales fotosensibles y diferentes máscaras aplicadas en diferentes fases. La máscara se obtenía por un proceso de fotorreducción para su posterior replicación, a tamaño real, sobre la oblea. Para un resultado óptimo, la máscara debía estar en contacto con la superficie y así prevenir emborronamientos. Uno de los principales problemas de esta técnica era el inevitable daño en la oblea por contacto y el daño acumulativo en la máscara. A pesar de los esfuerzos en los cuartos limpios, cualquier rralladura o partícula extraña afectaba al proceso y un alto número de chips salían defectuosos. La solución obvia pasaba por separar la máscara de la superficie y utilizar una lente para proyectarla en la oblea. Algunos sistemas totalmente refractivos fueron construidos en la época con numerosos problemas [55]. También se probaron sistemas de aumento 1:1, basados en un sistema concéntrico inventado por Dyson [56] libre de todas las aberraciones de Seidel que incorporaba elementos refractivos y reflectantes cuyo principal problema era que el plano objeto e imagen compartían el mismo espacio.

En este contexto, la compañía Perkin-Elmer of Norwalk Connecticut, fundada en 1937 por Richard Perkin y Charles Elmer como una compañía de diseño óptico y consultoría, consiguió un contrato con las fuerzas aéreas estadounidenses para construir un sistema proyector en Junio de 1967. En unos pocos años la compañía había construido un microproyector refractivo que utilizaba 16 elementos y que sólo era capaz de trabajar en una pequeña región del espectro ultravioleta [57]. Por otra parte, debido al uso de múltiples lentes, el sistema era difícil de alinear debido a que estaba fabricado para operar con luz ultravioleta y era necesario acoplarle un sistema de visión con un intensificador de imagen que complicaba y encarecía aun más el sistema. Abe Offner, uno de los diseñadores ópticos de la compañía, comenzó a estudiar sistemas totalmente reflectantes pensando en cómo evitar algunos de esos problemas.

En Junio de 1971 se presenta una patente de la compañía Perkin-Elmer firmada por Abe Offner [58] donde se presenta un sistema totalmente reflectante con aumento unidad, elegante y simple, compuesto únicamente por dos espejos concéntricos y con el plano objeto e imagen accesibles. El espejo cóncavo era

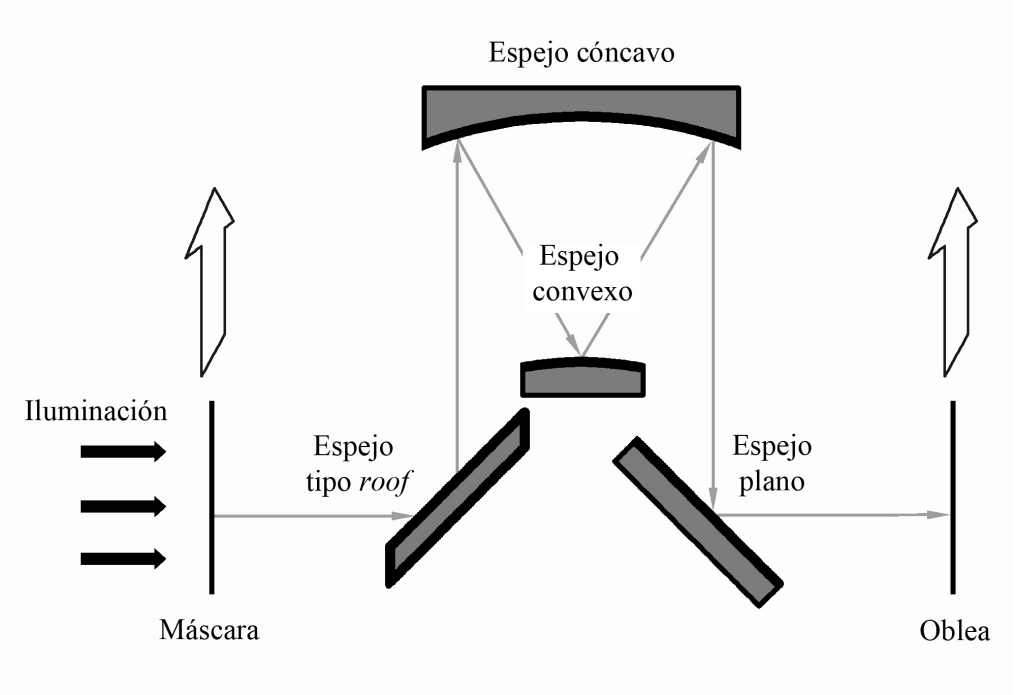


FIGURA 1.14: Esquema del sistema de proyección Perkin-Elmer Micralign 100 (1974). El espejo tipo *roof* se utiliza para que la máscara y su imagen tengan la misma orientación y forma parte de un ingenioso sistema de barrido rotatorio, no mostrado en la imagen, en el que la máscara y la oblea se movían en bloque.

utilizado dos veces mientras el convexo, que tenía la mitad de radio, se usaba solo una vez (ver figura 1.13).

Este sistema óptico forma una imagen perfectamente plana debido a su nula curvatura de campo ($R_1 = 2R_2$), está libre de coma, de distorsión y es telecéntrico tanto en el espacio objeto como en el espacio imagen. Esta última propiedad permitía obtener buenos resultados aunque la máscara o la oblea se movieran un poco fuera de foco, permitiendo unas tolerancias mucho mayores en la planitud tanto de la máscara como de la oblea. Por último, al tratarse de un sistema totalmente reflectante estaba libre, evidentemente, de aberraciones cromáticas. Este nuevo sistema, unido a un sistema de escaneo con tres espejos planos para llevar el plano objeto e imagen a posiciones más útiles (ver figura 1.14), dio origen al Micralign 100. Perkin-Elmer pasó, en poco tiempo, de ser prácticamente

desconocido en el mercado de fabricación de chips a ser el proveedor número uno del mercado [59]. En los años siguientes, los procesos de litografía óptica continuaron evolucionando, las obleas aumentaban de tamaño y comenzaron a aparecer los sistemas basados en *steppers*. La fotolitografía se combinó con la fotorredución y los sistemas ópticos de aumento unidad fueron desapareciendo del mercado [55].

El uso del sistema inventado por Offner tardó un tiempo en aplicarse en el mundo de la espectrometría. En 1977, L. Mertz en un artículo sobre espectrógrafos concéntricos describe un sistema atribuido a A. Thévenon con un espejo cóncavo y una red de difracción convexa situada concéntricamente [60]. Años después, en 1986, Das and Murty [61] proponen también un espectrógrafo a partir de un sistema de imagen Offner donde el espejo convexo es sustituido por una red de difracción junto con un método holográfico de fabricación de dicha red. En 1987 Kwo et al. [62], conscientes de la importancia de la apertura numérica en sistemas radiométricos, proponen el mismo sistema y lo comparan con el conocido como espectrómetro Ebert-Fastie [63], obteniendo un espectrómetro en el rango IR con una apertura numérica relativamente alta.

En la década de los 90 se propuso una mejora en el sistema al dividir el espejo cóncavo, utilizado en doble paso, en dos espejos también concéntricos pero de diferente radio (ver figura 1.15) consiguiendo mejores resultados especialmente para números f bajos [64, 65]. Los equipos construidos en esta época seguían siendo equipos con un coste muy elevado, montados en satélites o en plataformas aerotransportadas y fabricados con elementos diseñados exclusivamente para dichos instrumentos.

Hoy en día el espectrómetro Offner es un sistema ampliamente utilizado en la espectrometría de imagen [17, 19, 23, 52]. Las publicaciones realizadas por este grupo de investigación y los análisis y el trabajo realizado durante este proyecto de tesis han contribuido, junto con las investigaciones realizadas por otros autores, a que el sistema Offner sea un sistema ampliamente estudiado a la vez que diferentes modificaciones y configuraciones han sido exploradas y analizadas [44, 45, 66–69]. En este contexto, se ha demostrado que el espectrómetro Offner

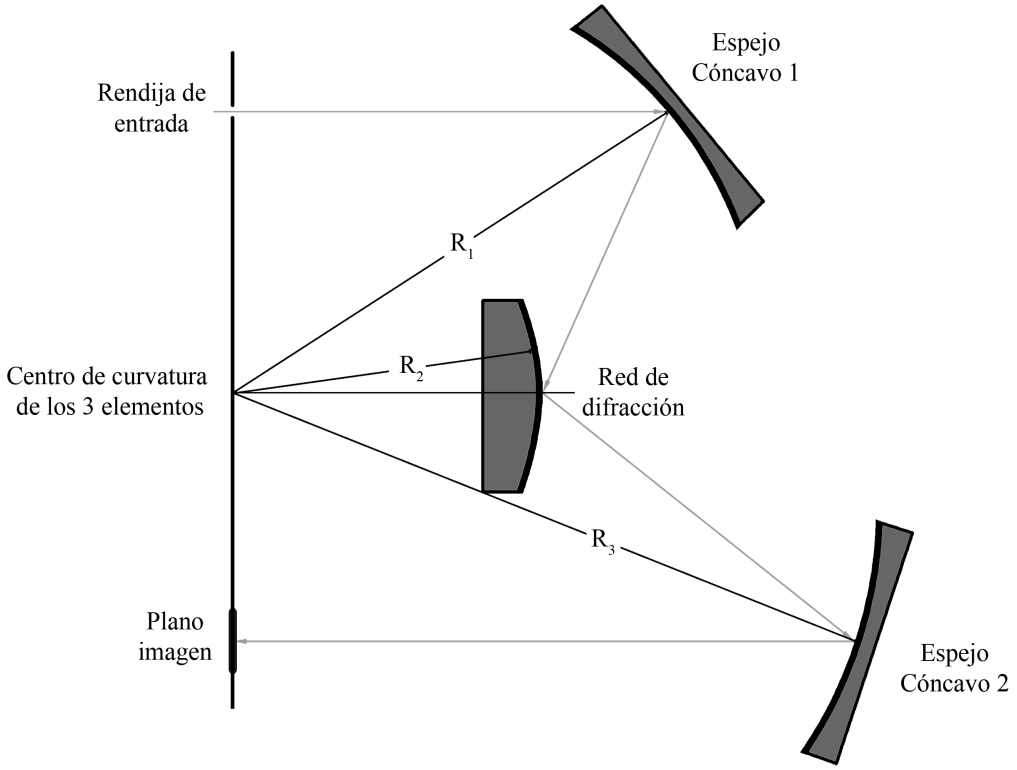


FIGURA 1.15: Esquema del espectrómetro de imagen tipo Offner publicado en una patente registrada en 1999 por Chrisp [65].

compuesto únicamente por superficies esféricas y con redes de difracción clásicas puede alcanzar una excelente calidad [44, 45], lo que permite su construcción con un coste reducido posibilitando la inserción de la espectrometría de imagen de alta calidad en aplicaciones con menor presupuesto.

1.3.2. Características del sistema Offner

En un espectrómetro dispersivo tradicional es habitual encontrar un sistema óptico que actúa como sistema colimador y otro sistema óptico diferente actuando como sistema focalizador de forma que la radiación que llega y que parte del elemento dispersivo está colimada (ver figuras 1.8, 1.9 y 1.10). En un espectrómetro basado en un diseño concéntrico como el sistema Dyson o el sistema Offner, esto no es aplicable. Al elemento dispersivo de estos sistemas no le llega luz colimada y trantándose de un elemento esférico produce, además de dispersión, cambios en la vergencia del haz que incide sobre él. En este tipo de sistemas también es habitual que los sistemas equivalentes al sistema colimador y focalizador sean el mismo elemento, como en el caso del Dyson (ver figura 1.11) o en algunos diseños de espectrómetros de imagen Offner.

Para explicar las características del sistema de separación espectral Offner se comienza analizando la calidad de imagen del sistema Offner formador de imagen. El sistema Offner formador de imagen básico parte únicamente de dos superficies esféricas concéntricas, utilizando, tal y como se muestra en la figura 1.13, la superficie cóncava en doble paso. Debido a su simetría, el sistema tiene todas las aberraciones de Seidel nulas cuando la relación entre sus radios es la apropiada y es telecéntrico tanto en el espacio objeto como en el espacio imagen. Todas las aberraciones de orden superior excepto el astigmatismo también están ausentes en la imagen final. Variando la relación entre radios en función de la posición del objeto en relación al centro de curvatura, es posible mejorar la calidad de imagen compensando y reduciendo el astigmatismo asociado a términos de orden superior [58].

Para transformar este sistema en un espectrómetro, el procedimiento más habitual aunque no el único [45, 66], consiste en incorporar una red de difracción sobre la superficie esférica convexa produciéndose un cambio fundamental en el sistema: La orientación de los surcos de la red de difracción rompe la simetría del sistema imponiendo una determinada dirección de dispersión y la simetría

inicial entre el ángulo incidente en la superficie convexa y el ángulo reflejado (en este caso difractado) se rompe para los diferentes órdenes de difracción.

La existencia de una dirección de dispersión determinada divide a los espectrómetros Offner en dos tipos: los llamados sistemas Offner en plano (*in-plane*) y los sistemas fuera de plano (*off-plane*). Los sistemas en plano son aquellos en los que el punto de diseño, habitualmente el punto central de la rendija de entrada, se encuentra en el plano de simetría del sistema, es decir el plano que contiene al punto central de la red de difracción (diafragma de apertura del sistema), al centro de curvatura del sistema y que es perpendicular a los surcos de la red. En esta configuración, la más habitual en la mayoría de espectrómetros de imagen tipo Offner, las imágenes de dicho punto en los diferentes órdenes difractados también permanecen en dicho plano. Cuando el punto de diseño se sitúa fuera de ese plano, el sistema se denomina fuera de plano.

En un sistema Offner en plano es habitual compensar la pérdida de simetría, originada por el cambio del ángulo difractado por la red con respecto al ángulo incidente, dividiendo el espejo cóncavo utilizado en doble paso en dos (ver figura 1.15). Diferentes estrategias de diseño han sido propuestas en esta dirección consiguendo excelentes calidades de imagen [41, 44, 65, 70]. Recientemente, nuevos estudios han mostrado la posibilidad de alcanzar calidades similares o superiores utilizando sistemas fuera de plano [45, 67]. En alguno de estos sistemas no es necesario dividir el espejo cóncavo en dos, eliminando la necesidad de incluir un tercer elemento esférico.

Otras estrategias para mejorar la calidad de imagen del sistema pasan por introducir un número mayor de elementos ópticos, utilizar superficies asféricas o redes de difracción con complicados patrones que compensen alguna de las aberraciones residuales. Sin embargo, estas estrategias aumentan el coste y en general complican el montaje y alineamiento del sistema.

En el capítulo 2, se analiza en profundidad la formación de imagen de un espectrómetro tipo Offner y se presentan las estrategias de diseño utilizadas para

la construcción de prototipos de espectrómetros de imagen basados en este sistema. La posibilidad de construir sistemas simples, compactos, con altas aperturas numéricas y de fácil alineamiento con una muy buena calidad de imagen, hace que hoy en día sea uno de los sistemas más habituales utilizados en espectrometría de imagen tanto de altas prestaciones como en sistemas de bajo coste [21, 41, 44, 52].

1.4. Principales retos y consideraciones

Las características de la espectrometría de imagen hacen que sea muy interesante su utilización en multitud de aplicaciones. Uno de los principales inconvenientes de la utilización de esta tecnología en nuevos campos es el elevado coste de un equipo hiperespectral de alta calidad. Tradicionalmente, la tecnología desarrollada para el diseño y fabricación de estos equipos estaba motivada por aplicaciones militares o aerospaciales, donde los elevadísimos costes de producción de un único prototipo son asumibles.

En el año 2003, un equipo de investigadores del grupo de *Microóptica e Sensores de Frente de Onda* y del grupo de *Óptica Integrada, Febras Ópticas e Metroloxía Óptica* pertenecientes al Área de Óptica del Departamento de Física Aplicada de la Universidade de Santiago de Compostela en colaboración, entre otros, con el Grupo Integrado de Ingeniería de la Universidade da Coruña, comenzaron un proyecto para el desarrollo de un sensor hiperespectral compacto de bajo coste para su aplicación en tareas de reconocimiento de superficies. En concreto, el proyecto inicial estaba motivado para la teledetección y seguimiento de vertidos marinos (VEM2003-20088-C04-03).

La aparición en el mercado de detectores bidimensionales comerciales de alta calidad, junto con las características que ofrecen los sensores dispersivos tipo *pushsbroom* presentados en la sección 1.2, llevó a la elección de este sistema para la construcción de un prototipo totalmente refractivo, portátil y compacto. En la figura 1.16 se muestra una fotografía del sensor hiperespectral de bajo

coste, diseñado y construido por el grupo con materiales comerciales basado en el esquema de la figura 1.8.

En esta época, en el marco del proyecto de investigación VEM2003-20088-C04-03 y de otro proyecto de investigación similar, PGIDIT04PXIC22201PN, se comienzan a analizar otros sistemas de separación espectral basados en configuraciones concéntricas como son el sistema Offner o el sistema Dyson, con el objetivo de diseñar espectrómetros de imagen con mejores prestaciones manteniendo un reducido coste en su fabricación. Los sistemas concéntricos presentan un gran atractivo, ya que suelen ser sistemas especialmente sencillos y muy compactos con una gran calidad óptica. Los sistemas analizados utilizan únicamente elementos esféricos con redes de difracción clásicas (no corregidas en aberraciones) y con un número de elementos lo más reducido posible. En concreto la investigación se ha centrado en el sistema Offner que, cumpliendo los requisitos mencionados, es uno de los sistemas más utilizados actualmente en la espectrometría de imagen.

A pesar de la aparente sencillez del sistema Offner, es fundamental una buena estrategia de diseño para obtener una buena calidad de imagen. Los programas de diseño óptico actuales mejoran la calidad de imagen introduciendo nuevos elementos, utilizando elementos asféricos o corregidos en aberraciones, proponiendo descentramientos o inclinaciones. Esto aumenta la complejidad y el coste del sistema y complica su alineamiento. Sin embargo, con un buen diseño analítico, basado en un profundo estudio de las aberraciones del sistema, en ocasiones es posible encontrar un punto de partida óptimo para la construcción de un espectrómetro de calidad en su forma más simple. En este contexto, se han analizado diferentes estrategias de diseño y se han propuesto y estudiado nuevas configuraciones, dando lugar a numerosas publicaciones en estos últimos años aplicables a diferentes sistemas concéntricos principalmente al sistema Offner [44, 45, 68, 69, 71] pero también al sistema Dyson [47, 53] o al sistema Schwarzschild [72, 73].

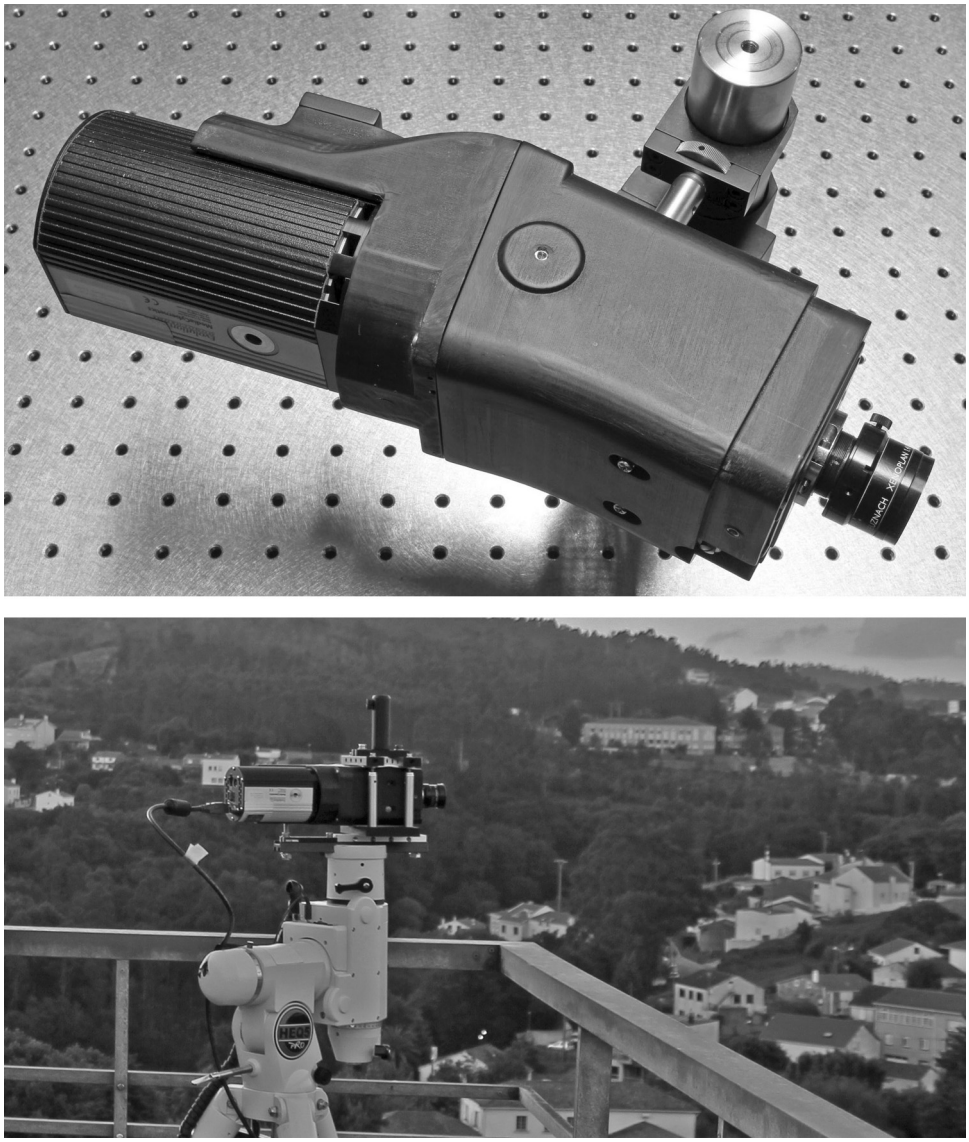


FIGURA 1.16: Prototipo de sensor hiperespectral dispersivo tipo *pushbroom* portátil totalmente refractivo. El rango espectral del sistema es de 400-1000 nm. Un objetivo de 17 mm de distancia focal (óptica externa) realiza la imagen de una escena sobre una rendija de 20 μm. Un segundo objetivo ($f' = 35mm$) actúa como sistema colimador y lleva la luz a una red plana por transmisión de 300 $lineas/mm$. El primer órden de difracción es focalizado por un tercer objetivo igual al anterior sobre una cámara CCD. Los objetivos utilizados son objetivos refractivos corregidos en aberraciones en todo el rango espectral del dispositivo. Con este sistema se han obtenido imágenes con una resolución espacial de 15 μm (en el plano de la CCD) y resolución espectral de 2.5 nm.

Paralelamente a estos estudios, mediante el proyecto de investigación *Shiper: sistema Hiperespectral aplicado a sensorización medioambiental. Óptica e montaxe (07MDS035166PR)*, desde el 11/2007 hasta 11/2010 y posteriormente, se han desarrollado las técnicas experimentales y se ha adquirido el material necesario para la construcción y caracterización de dos prototipos de laboratorio diseñados, montados, alineados y caracterizados utilizando dichas técnicas.

En este contexto, este proyecto de tesis doctoral presenta, en el capítulo 2, las bases de las estrategias de diseño empleadas para la construcción de unidades de dispersión basadas en el sistema Offner junto con dos diseños concretos realizados siguiendo dichas técnicas: un sistema en el rango 400-1000 nm basado en un sistema Offner en plano y otro sistema en el rango 530-660 nm basado en un sistema Offner fuera de plano. En el capítulo 3 se explican los procedimientos necesarios para el alineamiento y montaje de estos dos prototipos y finalmente, en el capítulo 4, se presentan las técnicas desarrolladas para la caracterización de dichos prototipos y los resultados obtenidos para cada uno de ellos.

Con este trabajo se pretende verificar experimentalmente la validez de las estrategias de diseño desarrolladas, a la vez que se presentan y analizan los principales pasos necesarios para la construcción y caracterización de un prototipo de laboratorio de un espectrómetro de imagen dispersivo tipo *pushbroom* basado en el sistema Offner.

USC
UNIVERSIDADE
DE SANTIAGO
DE COMPOSTELA

Capítulo 2

Diseño Óptico

Chapter 2 describes the theoretical foundations, models and analytical techniques used to design Offner concentric imaging spectrometers. The last sections include the analysis and numerical simulations carried out with the help of a commercial optical design software for two designs created following the discussed procedure.

En este capítulo se exponen los fundamentos teóricos, los modelos y las técnicas analíticas empleadas para el diseño de espectrómetros de imagen concéntricos tipo Offner. En las últimas secciones, se presentan los análisis y las simulaciones numéricas, llevadas a cabo con la ayuda de un software de diseño óptico comercial, de dos diseños realizados siguiendo el procedimiento presentado.

2.1. Diseño teórico

2.1.1. Introducción

El diseño óptico aparece en todas las áreas de la tecnología en las que la óptica está presente, en campos como metrología, automatización, telecomunicaciones, medicina, aplicaciones militares... utilizándose para fabricar desde telescopios

hasta láseres o sistemas de comunicaciones con fibra óptica. Como en otras muchas áreas de ingeniería, las herramientas de computación han cobrado gran importancia y son ampliamente utilizadas para la simulación, el estudio y la optimización de sistemas ópticos formadores de imagen e incluso para su propio diseño. Actualmente, los diseñadores ópticos tienen a su disposición herramientas computacionales como lenguajes de programación, hojas de cálculo y en general multitud de software especializado.

A pesar de los grandes avances en este campo, el principal problema del diseño óptico es la no linealidad de las funciones utilizadas para describir un sistema con cambios en las propias variables que lo definen. Existen diferentes formas de abordar los complejos sistemas de ecuaciones no lineales que describen un sistema óptico. Las expresiones matemáticas de un frente de ondas resultan en general difíciles de manipular y en muchos casos resulta más conveniente utilizar el camino descrito por un punto del frente de ondas denominado rayo de luz. Una de las formas más conocidas para linealizar el problema es reducir las relaciones trigonométricas exactas para estos rayos al límite cuando los ángulos y las alturas involucrados tienden a cero. Este procedimiento no es más que realizar una expansión en serie de potencias de las funciones que describen dichos rayos y analizar únicamente los términos de primer orden. Para un sistema centrado, con ciertas simetrías en torno a un eje llamado eje óptico, este procedimiento es conocido como óptica paraxial y estos términos son suficientes para describir la posición y el tamaño de la imagen. En un sistema real, los efectos de truncar una serie de potencias a primer orden cobran importancia apareciendo lo que se denominan aberraciones de tercer, cuarto orden... En cada sistema óptico particular (sistemas reflectantes, sistemas centrados...), debido a las simetrías del sistema, algunas de estas aberraciones cobran importancia mientras que otras son inapreciables o incluso inexistentes. Es conveniente destacar que en aquellos sistemas en los que para la formación de imagen se utilizan regiones de los elementos fuera de la zona paraxial (ángulos de incidencia en la superficie grades), como el objetivo Schwarzschild o el propio sistema Offner esta aproximación paraxial pierde su sentido [44, 67, 72] siendo necesario emplear diferentes técnicas o desarrollos para su análisis.

Por otra parte, un aspecto muy importante a tener en cuenta en el diseño óptico es la difícil tarea de la elección del número de superficies, lentes, espejos, prismas... necesarios para la fabricación de un instrumento óptico particular. Muchos de los sistemas ópticos que se utilizan hoy en día, se diseñaron hace más de 50 años y aún conservan el nombre de su creador. Estos sistemas, que podrían ser claramente mejorados incluyendo un número de elementos mayor, tienen la ventaja de eliminar o compensar aberraciones gracias a alguna propiedad de simetría obteniendo una buena calidad de imagen manteniendo un número reducido de elementos. Hoy en día, muchos diseñadores ópticos se basan en dichos modelos para adaptarlos, incorporar nuevas mejoras o modificarlos para crear sistemas nuevos. A veces esas mejoras pasan por utilizar elementos con superficies no esféricas o el uso de nuevos elementos correctores en los que el límite, a la hora de incorporar un nuevo elemento, viene fijado principalmente por criterios económicos. El sistema Offner, como se ha visto en la sección 1.3, es un sistema extremadamente simple con un número muy reducido de elementos, compacto y de fácil alineamiento. Explorar las configuraciones óptimas y optimizar la calidad del sistema en su forma más simple, permite la construcción de sistemas más económicos que aquellos que introducen elementos adicionales, redes corregidas o superficies no esféricas.

2.1.2. Fundamentos teóricos: Análisis parabasal

El *Principio de Huygens-Fresnel* propone que cada punto del frente de ondas se convierte en una nueva fuente de ondas esféricas y la suma de dichas ondas determina la forma de la onda en cualquier tiempo posterior:

$$U(P_1) = \frac{1}{i\lambda} \iint_{\Sigma} U(P_0) \frac{\exp[ikr_{10}]}{r_{10}} \cos\theta ds \tag{2.1}$$

De esta forma (ver figura 2.1), el campo en P_1, $U(P_1)$, se expresa como una superposición de ondas esféricas $\exp[ikr_{10}]/r_{10}$ (con $k = 2\pi/\lambda$ siendo λ la longitud de onda) originadas en todos y cada uno de los puntos P_0 [74].

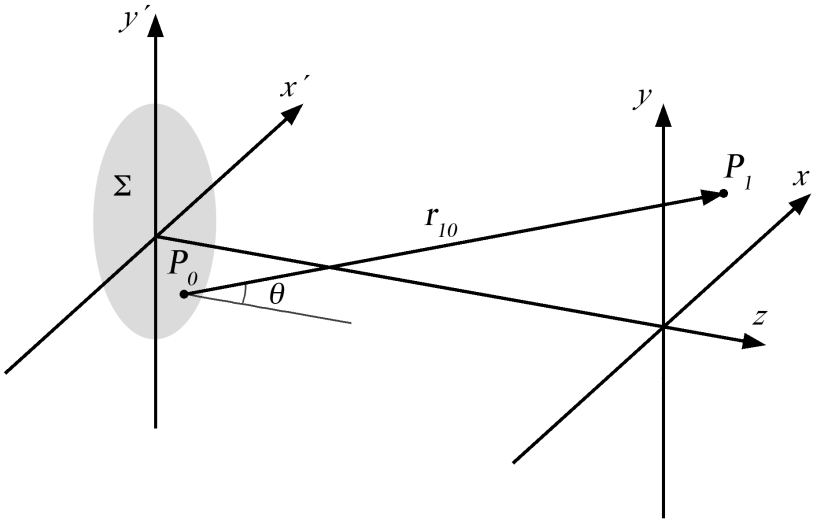


FIGURA 2.1: Representación de los dos puntos de observación, P_0 y P_1, en dos planos diferentes con el sistema de coordenadas y la notación utilizada en la expresión del *Principio de Huygens-Fresnel* (ecuación 2.1).

Utilizando el principio de fase estacionaria para la evaluación de la integral de propagación (ecuación 2.1) en el límite de longitudes de onda pequeñas, que implica que aquellos caminos que son extremales contribuyen a la suma mientras que otras posibles trayectorias interfieren destructivamente, se llega al conocido como *Principio de Fermat*. Este principio en su forma moderna se enuncia como: "Cuando un rayo de luz se transmite de un punto A a a un punto B, deberá recorrer una longitud de camino óptico que será estacionaria con respecto a las variaciones de dicho camino" [75]. Establece por tanto que la trayectoria de la luz, o que la longitud de camino óptico OPL (*Optical Path Length*) sea extremal.

En base a estos principios, la óptica geométrica presenta la radiación luminosa como una serie de rayos que se propagan atendiendo a tres leyes: propagación rectilínea en medios homogéneos e isótropos, ley de reflexión y ley de refracción; donde el rayo luminoso representa el camino descrito por un punto del frente de ondas o análogamente representa la trayectoria recorrida por la luz entre dos

puntos. A continuación se introduce cierta terminología utilizada por la óptica geométrica y ciertos conceptos básicos que serán utilizados en las siguientes secciones.

Muchos sistemas ópticos formadores de imagen consisten en una serie de elementos refractivos o reflectantes centrados y rotacionalmente simétricos donde el eje de simetría del sistema es denominado eje óptico. En este tipo de sistemas, un rayo refractado o reflejado, se mantiene siempre en el denominado plano de incidencia. De esta forma un punto objeto fuera del eje óptico junto con el propio eje óptico definen un plano, el plano meridional, que divide a todos los rayos en dos grupos: los rayos que parten del objeto y están contenidos en dicho plano, que se denominan rayos meridionales y los rayos que no están contenidos en el plano meridional, denominados rayos oblicuos. Otro plano de especial relevancia es el denominado plano sagital, definido como un plano perpendicular al plano meridional y que contiene un rayo de especial importancia denominado rayo principal definido como el rayo meridional que pasa por el centro del diafragma de apertura, diafragma que limita el haz de rayos que procesa el sistema. De esta forma, el rayo principal es el único que es a la vez un rayo meridional y sagital. Esta notación es ampliamente utilizada para describir y analizar las aberraciones de numerosos sistemas ópticos. En un sistema de lentes ideal, todos los rayos que parten de un punto objeto y atraviesan el sistema convergen a un único punto imagen. En un sistema real, sin embargo, esto no ocurre. Por ejemplo, el astigmatismo aparece cuando la imagen meridional y la imagen sagital de un punto no coinciden.

Como se ha comentado anteriormente, la conocida como óptica paraxial, no es más que la reducción de las relaciones trigonométricas exactas para los rayos que parten de un objeto y que entran en el sistema óptico en el límite cuando los ángulos y las alturas involucradas con respecto al eje óptico tienden a cero. Las relaciones obtenidas, resultarían totalmente exactas para una región infinitesimal en torno al eje óptico. Sin embargo, en determinados sistemas donde no existe un eje óptico propiamente dicho o que utilizan, en la formación de imagen, zonas de los elementos lejos de la zona paraxial la linealización realizada

por la aproximación paraxial de las ecuaciones que describen el sistema pierde su sentido. En la medida en la que un sistema se va alejando del régimen paraxial son necesarios cada vez más términos de la expansión en serie de potencias para describir fielmente dicho sistema.

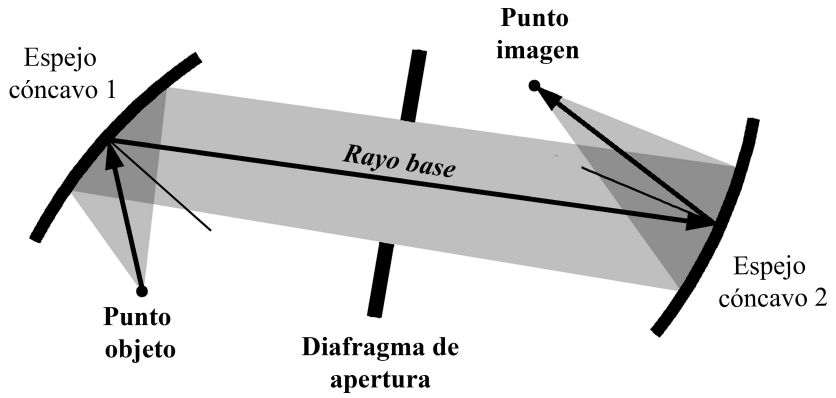


FIGURA 2.2: Representación esquemática de un sistema óptico compuesto por dos espejos y del rayo que atraviesa el sistema en el centro del cono de rayos que recoge dicho sistema denominado rayo base.

A la hora de diseñar un sistema óptico formador de imagen, el procedimiento seguido por la óptica geométrica y por la mayoría de diseñadores ópticos es analizar las trayectorias de diferentes rayos o conjuntos de rayos que parten de un punto objeto y que atraviesan el sistema óptico de estudio. Es habitual, sin embargo, utilizar la aproximación paraxial para describir sus trayectorias en lugar de las expresiones reales de las trayectorias de dichos rayos. El método de diseño analítico propuesto en este trabajo parte del desarrollo en serie de Taylor del OPL en torno a los parámetros de la trayectoria de un rayo real, denominado rayo base [76] (ver figura 2.2), y definido como el rayo que atraviesa el sistema en el centro del cono de rayos que sale del punto objeto y que alcanzan el punto imagen, es decir, el rayo real que atraviesa el sistema por el centro del diafragma de apertura. El análisis directo de la trayectoria de este rayo base (OPL) a través del desarrollo en serie del mismo [72, 77, 78], permite obtener información sobre la posición y las características de la imagen de forma analítica

y exacta. En la óptica de sistemas centrados este rayo sería el propio eje óptico, y se estaría realizando un estudio parabasal análogo a los estudios paraxiales en torno a dicho eje. El procedimiento parabasal seguido en este trabajo para analizar las características de la imagen, consiste en anular sucesivamente los diferentes órdenes en el desarrollo en serie de Taylor del OPL. Al anular el primer orden, se obtiene la dirección del rayo base. Anulando el segundo orden, se obtiene la condición de imagen. Los órdenes superiores están relacionados respectivamente con las diferentes aberraciones de orden superior.

Con este procedimiento, el *Principio de Huygens-Fresnel* en el límite de longitudes de onda pequeñas o equivalentemente el *Principio de Fermat*, no sólo es utilizado para derivar las leyes de la refracción y de la reflexión, si no que es utilizado directamente para localizar la posición y determinar las características de la imagen de forma analítica. Hay que tener en cuenta que este método de diseño parte, al igual que la óptica paraxial o de primer orden, del punto de vista de la óptica Hamiltoniana [77, 78], en la que una de las funciones características asociada a un sistema óptico se expande en serie de Taylor alrededor de un rayo particular. En la mayoría de sistemas ópticos, las expresiones obtenidas con este método resultan demasiado complicadas pero, en determinados sistemas como los que se presentan en las secciones siguientes, se obtienen expresiones analíticas relativamente sencillas y manejables. De esta forma, teniendo en cuenta las ligaduras correspondientes al sistema óptico de estudio y escogiendo los parámetros adecuados, es posible imponer unas condiciones de formación de imagen particulares y obtener un buen diseño, cancelando determinadas aberraciones. El principal objetivo de este método analítico es la obtención de un buen punto de partida teórico para un determinado sistema óptico en su forma más simple. En un paso posterior, partiendo de dicho punto, se pueden llevar a cabo pequeños refinamientos realizando una optimización por métodos numéricos con la ayuda de un software de diseño óptico.

2.1.2.1. Ejemplo: Espejo esférico

A continuación, para ejemplificar el método utilizado, se analiza la formación de imagen de un punto objeto por una superficie esférica reflectante como la de la figura 2.3.

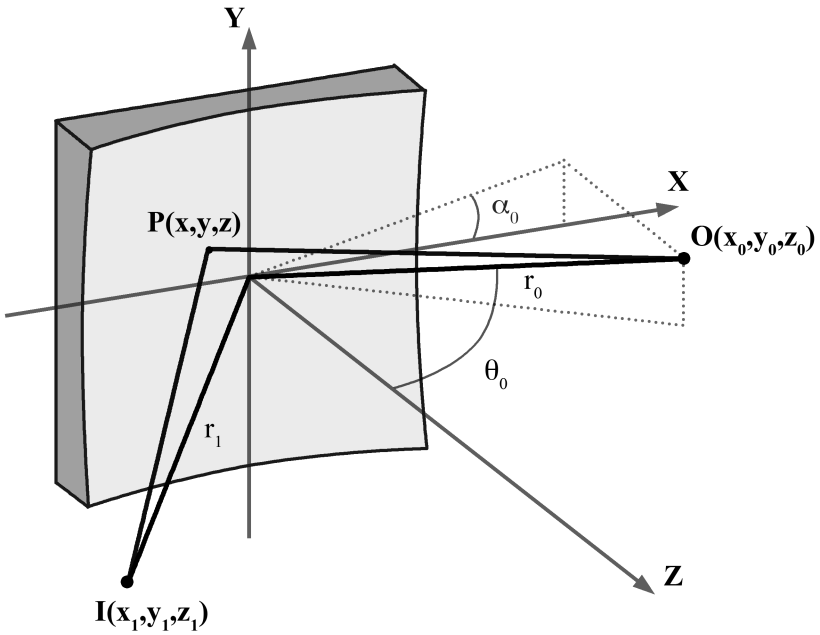


FIGURA 2.3: Esquema de un sistema óptico formado por un espejo esférico con el sistema de referencia y la notación utilizados.

Se parte de un punto objeto $O(x_0, y_0, z_0)$ y se escoge un sistema de referencia con el origen de coordenadas situado en el centro de la superficie. En un espejo esférico de radio R, los puntos de la superficie verifican la siguiente expresión:

$$z\,(x,y) = R \pm \sqrt{R^2 - (x^2 + y^2)} \tag{2.2}$$

El signo menos en la expresión anterior es el que interesa ya que describe una semiesfera tangente al origen de coordenadas. Teniendo esto en cuenta, la expresión anterior se puede aproximar desarrollando en serie de Taylor por:

$$z\left(x,y\right) \approx \frac{1}{2}\frac{\left(x^2+y^2\right)}{R} + \frac{1}{8}\frac{\left(x^2+y^2\right)^2}{R^3} \tag{2.3}$$

Por otra parte la longitud de camino óptico del punto $O(x_0, y_0, z_0)$ al punto $I(x_1, y_1, z_1)$ se expresa como:

$$OPL = \overline{OP} + \overline{PI} \tag{2.4}$$

$$\begin{aligned} OPL = &\sqrt{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2+(z(x,y)-z_0)^2} + \\ &\sqrt{(x-x_1)^2+(y-y_1)^2+(z(x,y)-z_1)^2} \end{aligned} \tag{2.5}$$

Con esta notación se realiza un estudio parabasal en torno al rayo que incide en el punto $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ que es el centro de la superficie, centro del diafragma de apertura del sistema y por tanto el punto de incidencia del rayo base (rayo principal). Ahora, anulando $\partial OPL/\partial x$ y $\partial OPL/\partial y$, se obtiene:

$$\sin\theta_0 \cos\alpha_0 + \sin\theta_1 \cos\alpha_1 = 0 \tag{2.6}$$

$$\sin\theta_0 \sin\alpha_0 + \sin\theta_1 \sin\alpha_1 = 0 \tag{2.7}$$

Donde, siguiendo la notación de la figura 2.3, los ángulos α_0, θ_0 y α_1, θ_1 son los ángulos en coordenadas esféricas que describen la trayectoria del rayo base en el espacio objeto e imagen respectivamente. Estas dos ecuaciones indican la

dirección de propagación del rayo. Se trata simplemente de la ley de reflexión en 2 dimensiones ($\alpha_0 = \alpha_1$ y $\theta_0 = -\theta_1$).

A continuación se calculan $\partial^2 OPL/\partial x^2$, $\partial^2 OPL/\partial y^2$ y $\partial^2 OPL/\partial x \partial y$ pero en general, no es posible anular cada derivada por separado lo que implica una imagen astigmática. Como se explica en Prieto-Blanco et al. [79] la condición de imagen se obtiene anulando la curvatura de Gauss:

$$\left(\frac{\partial^2 OPL}{\partial x \partial y}\right)^2 = \frac{\partial^2 OPL}{\partial x^2} \cdot \frac{\partial^2 OPL}{\partial y^2} \tag{2.8}$$

Realizando las derivadas correspondientes, la condición de imagen de la ecuación anterior se puede escribir en función de las distancias al centro de la superficie r_0 y r_1 (ver figura 2.3), el ángulo $\theta = \theta_0 = -\theta_1$ y el radio de curvatura del espejo R como:

$$\left(\frac{\cos\theta}{r_0} + \frac{\cos\theta}{r_1} - \frac{2}{R}\right)\left(\frac{1}{r_0} + \frac{1}{r_1} - \frac{2\cos\theta}{R}\right) = 0 \tag{2.9}$$

Con la cancelación de cada uno de los factores en la ecuación 2.9 se llega a las conocidas ecuaciones de Coddington [80] para un espejo esférico:

$$\frac{1}{r_0} + \frac{1}{r_1} = \frac{2}{R\cos\theta} \tag{2.10}$$

$$\frac{1}{r_0} + \frac{1}{r_1} = \frac{2\cos\theta}{R} \tag{2.11}$$

Donde la ecuación 2.10, corresponde a la imagen meridional y la ecuación 2.11 corresponde a la imagen sagital. De estas ecuaciones se puede deducir, como es conocido, que en un espejo esférico, sólo es posible una imagen anastigmática para puntos en el eje óptico $\theta = 0$ (eje z en la imagen 2.3). Cualquier punto fuera de este eje, producirá una imagen con astigmatismo. Si se analizan estas

ecuaciones en el límite impuesto por la óptica paraxial ($\theta << 1$), estas ecuaciones se reducen a la ecuación paraxial para un espejo esférico:

$$\frac{1}{r_0} + \frac{1}{r_1} = \frac{2}{R} \tag{2.12}$$

Otro hecho importante que se puede derivar directamente de la ecuación 2.10 es que para un punto objeto en una posición $r_0 = R\cos\theta$, su imagen está en una posición $r_1 = R\cos\theta$. Esto quiere decir que para un punto objeto situado en cualquier punto de una esfera de radio $R/2$ que contenga al punto $P(0,0,0)$ y al centro de curvatura de la superficie esférica, la imagen meridional de dicho punto se encuentra en el corte de dicha esfera con el plano de incidencia [1].

En este ejemplo, sólo se han analizado los dos primeros órdenes de la expansión en serie de Taylor pero si se continua el estudio de las derivadas sucesivas es posible analizar las características de las aberraciones de orden superior para la imagen de un punto objeto situado en cualquier posición. Finalmente, cabe resaltar que las propiedades y resultados obtenidos para un espejo esférico cóncavo, son igualmente válidos para un espejo convexo.

2.1.3. Redes de difracción esféricas.

Las redes de difracción esféricas, en concreto las redes de difracción cóncavas, son ampliamente utilizadas para construir espectrómetros y monocromadores por su capacidad para dispersar y focalizar la luz. Esto supone una gran ventaja no sólo por el ahorro que supone la no utilización de sistemas refractivos adicionales y por consiguiente por la ausencia de aberraciones cromáticas si no también porque las redes de difracción cóncavas pueden ser utilizadas en zonas del espectro donde los materiales de las lentes tradicionales no transmiten eficientemente como en el ultravioleta [81, 82].

[1] Ver apartado *Círculo de Rowland* en la sección 2.1.3.1

Un importante punto débil que surge de la utilización un sistema con una única red de difracción cóncava es la fuerte presencia de astigmatismo [83]. Para algunos sistemas espectrales o monocromadores, la presencia de astigmatismo no es determinante si se utiliza un detector situado en el plano donde se forma la línea astigmática de interés (estrecha espectralmente). Este problema, sin embargo, es un factor fundamental para aprovechar simultáneamente la información espacial y espectral requeridas por un sistema de imagen hiperespectral. Algunos sistemas espectrales para evitar este problema utilizan superficies asféricas o complejos patrones con surcos curvos y/o variables, es decir, redes corregidas en aberraciones en contraposición con las redes esféricas de surcos paralelos y equiespaciados a lo largo de una cuerda tangente a un punto de su superficie conocidas como redes de difracción clásicas.

Tradicionalmente en espectrometría, las redes de difracción cóncavas han sido utilizadas en montajes en plano aunque diferentes estudios han analizado montajes donde el plano de incidencia no es perpendicular a los surcos de la red. Por lo tanto, el plano de difracción y el de incidencia, al contrario que en las configuraciones en plano, no coinciden. En la sección siguiente se expone el problema general de formación de imagen por una red de difracción esférica clásica siguiendo el procedimiento explicado anteriormente y descrito en Prieto-Blanco et al. [79].

2.1.3.1. Formación de imagen en una red de difracción esférica

En este apartado se pretende estudiar la posición y las características de la imagen formada por una red de difracción esférica clásica. Para ello se parte de un punto objeto $O(x_0, y_0, z_0)$ arbitrario tal y como se muestra en la figura 2.4. De forma análoga al tratamiento expuesto en la sección 2.1.2.1, se analiza la longitud de camino óptico del punto $O(x_0, y_0, z_0)$ al punto $I(x_1, y_1, z_1)$. Sin embargo, a diferencia de un espejo, en una red de difracción con distancia d entre surcos constante a lo largo de una dimensión (a lo largo del eje x en este caso)

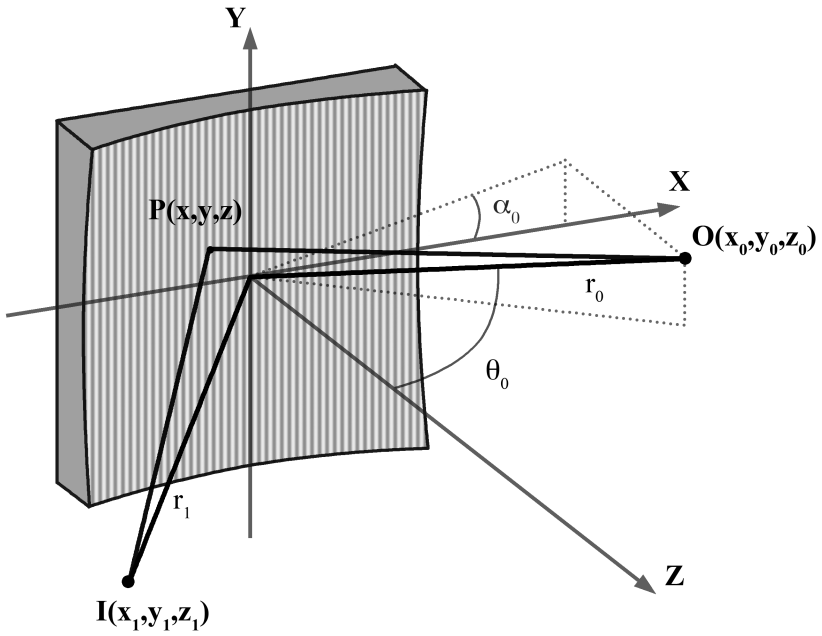


FIGURA 2.4: Esquema de un sistema óptico formado por una red de difracción esférica con la notación utilizada.

la reflectancia no es constante y puede ser expresada en términos de su serie de Fourier como una serie infinita de términos exponenciales con periodicidad d:

$$\mathfrak{R}(x,y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m \exp\left(i2\pi\frac{mx}{d}\right) \tag{2.13}$$

Esta contribución de la red, debe ser sumada en la expresión del camino óptico de la luz del punto $O(x_0, y_0, z_0)$ al punto $I(x_1, y_1, z_1)$. Teniendo en cuenta la ecuación 2.1 y escogiendo un particular orden de difracción (m) es posible reescribir la integral de difracción de la ecuación 2.1 introduciendo la reflectancia de la red (ecuación 2.13):

$$U_m(x_1, y_1, z_1) = c'_m \iint_S \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda}\left(AP + PB + m\frac{x\lambda}{d}\right)\right] dxdy \tag{2.14}$$

En esta expresión se puede ver que en el término entre paréntesis aparece el camino óptico OPL desde un punto A al punto B más una contribución debida a la periodicidad de la red. Este término, que incluye ambas contribuciones, se suele denominar por su siglas en ingles LPF (*Light Path Function*) y es habitual su uso en los estudios con redes de difracción. De esta forma, las propiedades de la imagen en el caso de una red de difracción son estudiadas a través del análisis del desarrollo en serie de potencias de la LPF:

$$LPF = \overline{OP} + \overline{PI} + m\frac{x\lambda}{d} \tag{2.15}$$

El estudio de aberraciones en la formación de imagen por una red de difracción esférica clásica siguiendo este método ha sido ampliamente estudiado en numerosas publicaciones[2]. En Prieto-Blanco et al. [79] se realiza, con el sistema de referencia y la notación aquí descrita, un análisis más completo prestando especial atención a las configuraciones fuera de plano. A continuación se presentan algunos de los principales resultados.

Igualando a cero $\partial LPF/\partial x$ y $\partial LPF/\partial y$, se obtienen las ecuaciones de la red que se pueden expresar en función de las coordenadas esféricas α_0, α_1, θ_0 y θ_1 (ver figura 2.4) como:

$$\sin\theta_0\cos\alpha_0 + \sin\theta_1\cos\alpha_1 = m\frac{\lambda}{d} \tag{2.16}$$

$$\sin\theta_0\sin\alpha_0 + \sin\theta_1\sin\alpha_1 = 0 \tag{2.17}$$

Ecuaciones que expresan la dirección de un rayo difractado por la red para una incidencia arbitraria. Obteniendo las segundas derivadas de la LPF, la condición de imagen parabasal (ecuación 2.8), se puede escribir como:

[2]Incluidas configuraciones fuera de plano p. ej. [84–86]

$$\left(\frac{1+\cos^2\theta_0}{r_0}+\frac{1+\cos^2\theta_1}{r_1}-2\frac{\cos\theta_0\cos\theta_1}{R}\right)^2 = \left(\frac{\sin^2\theta_0}{r_0}+\frac{\sin^2\theta_1}{r_1}\right)^2-4\frac{\sin^2\theta_0\sin^2\theta_1}{r_0r_1}\sin^2(\alpha_1-\alpha_0) \quad (2.18)$$

En particular, analizando la habitual configuración en plano ($\alpha_0 = \alpha_1 = 0$) se puede reescribir como:

$$\left(\frac{\cos^2\theta_0}{r_0}+\frac{\cos^2\theta_1}{r_1}-\frac{\cos\theta_0+\cos\theta_1}{R}\right)\left(\frac{1}{r_0}+\frac{1}{r_1}-\frac{\cos\theta_0+\cos\theta_1}{R}\right)=0 \quad (2.19)$$

Anulando cada término por separado se obtienen expresiones análogas a las ecuaciones de Coddington para la imagen meridional y sagital en un espejo esférico. Además, la expresión 2.18 permite analizar de una forma simple la posición de la imagen para cualquier posición objeto y todas las condiciones en las que es posible obtener una imágenen anastigmática. Uno de los principales resultados que se deducen, es que la única forma de obtener imágenes anastigmáticas para un punto objeto e imagen reales situados a una distancia finita, es cuando los planos de incidencia y de difracción son ortogonales, es decir cuando $\alpha_1 - \alpha_0 = \pm\pi/2$.

La simplicidad de las ecuaciones obtenidas para la formación de imagen y para la identificación de configuraciones anastigmáticas, se pueden aplicar directamente en el diseño de monocromadores o de nuevos espectrómetros. Concretamente como se verá más adelante en este proyecto de tesis, estos resultados han sido aplicados en el diseño y la posterior construcción de un nuevo espectrómetro de imagen tipo Offner fuera de plano.

Círculo de Rowland.

En este apartado se analiza una configuración utilizada por prácticamente todos los sistemas espectrales que utilizan una única red de difracción cóncava y es también ampliamente utilizada en los sistemas espectrales con configuraciones concéntricas. Esta configuración está basada en el denominado Círculo de Rowland [82, 87] (ver figura 2.5).

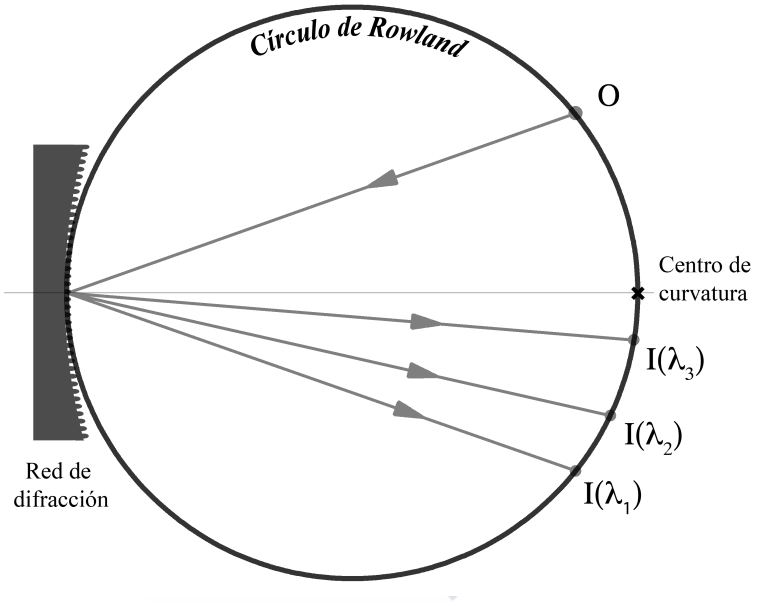


FIGURA 2.5: Representación del círculo de Rowland para una red de difracción cóncava.

Históricamente, el Círculo de Rowland ha sido definido para redes de difracción esféricas como un círculo de radio $R/2$ siendo R el radio de curvatura de la red, tangente a la red en el punto de incidencia del rayo principal (vértice de la red) y contenido en un plano perpendicular a los surcos de la misma. Cuando un punto objeto se sitúa en dicho círculo (configuración en plano) se cumplen dos propiedades interesantes: la imagen meridional está situada en el mismo círculo, independientemente de la longitud de onda, y dicha imagen está libre de coma y de otras aberraciones de alto orden.

En el caso analizado en esta sección de la formación de imagen por una red de difracción esférica, se ha obtenido la ecuación 2.19 cuando se sitúa un punto objeto en el plano de simetría del sistema (plano xz en la figura 2.4, $\alpha_0 = 0$). Con esta ecuación se puede ver que para un punto situado en una posición $r_0 = R\cos\theta_0$ su imagen meridional se encuentra en una posición $r_1 = R\cos\theta_1$ independiente de la longitud de onda. Si a continuación se aplica la condición de Rowland en la tercera derivada de la LPF (cálculo no incluído en esta sección y realizado en [79]) se obtiene la demostración de que el coma es nulo en esta configuración.

Por extensión, también es posible definir este círculo para superficies esféricas reflectantes y para elementos esféricos refractivos [53]. Por ejemplo, la ecuación 2.10 obtenida para una superficie reflectante esférica de rario R, indica que la imagen meridional de cualquier punto objeto situado en una esfera de radio R/2 que contenga al punto $P(0,0,0)$ y al centro de curvatura de la superficie, se encuentra en el corte de dicha esfera con el plano de incidencia.

2.1.4. Distorsiones en la imagen de un espectrómetro de imagen *pushbroom* con red de difracción: *Smile* y *Keystone*

En un espectómetro de imagen dispersivo tipo *pushbroom* aparecen principalmente dos no linealidades o distorsiones en la imagen conocidas como *smile* y *keystone*. Como se ha explicado en el capítulo 1, el funcionamiento habitual de la unidad de dispersión de este tipo de espectrómetros no utiliza una única red de difracción esférica para realizar la formación de imagen y la separación espectral. En muchos casos, dicha unidad está formada por un sistema colimador y otro focalizador entre los que se sitúa un elemento dispersivo. El sistema forma, en el plano imagen, diferentes imágenes monocromáticas de la rendija de entrada desplazadas lateralmente. Idealmente, las imágenes de la rendija son líneas rectas y el aumento lateral de la rendija en cada longitud de onda es el mismo. En un sistema real, sin embargo, las imágenes no son totalmente rectas y presentan cierta curvatura, fenómeno conocido como *smile*. Por otra parte, el aumento lateral de

la misma puede variar en función de la longitud apareciendo la distorsión conocida como *keystone*. La presencia de estas no linealidades pueden tener origen tanto en los sistemas de colimación y focalización como en el propio elemento dispersivo.

A continuación se expone un ejemplo sencillo que permite analizar la aparición de no linealidades debidas únicamente a la utilización de una red de difracción por transmisión como elemento dispersivo, incluso cuando el resto de sistemas de formación de imagen pueden ser considerados ideales. El sistema analizado se presenta esquemáticamente en la figura 2.6 con la notación y el sistema de referencia utilizado.

En primer lugar se parte de una rendija de entrada situada a lo largo de la dirección y, de forma que el plano de incidencia del rayo principal en la red de difracción es el plano yz (ver figura 2.6) por lo tanto $\alpha_0 = \pi/2$. Cada punto de la rendija viene definido por una única coordenada, el ángulo de incidencia en la red, θ_0. En la sección 2.1.3.1 se han deducido las expresiones que indican la dirección de propagación de la luz para una red de difracción esférica. Estas ecuaciones son totalmente válidas para una red plana teniendo en cuenta el convenio de signos para redes de transmisión. En el sistema presentado en la figura 2.6, las ecuaciones 2.16 y 2.17 para cualquier punto de la rendija de entrada se reducen a:

$$\sin\theta_1 \cos\alpha_1 = m\frac{\lambda}{d} \tag{2.20}$$

$$\sin\theta_0 + \sin\theta_1 \sin\alpha_1 = 0 \tag{2.21}$$

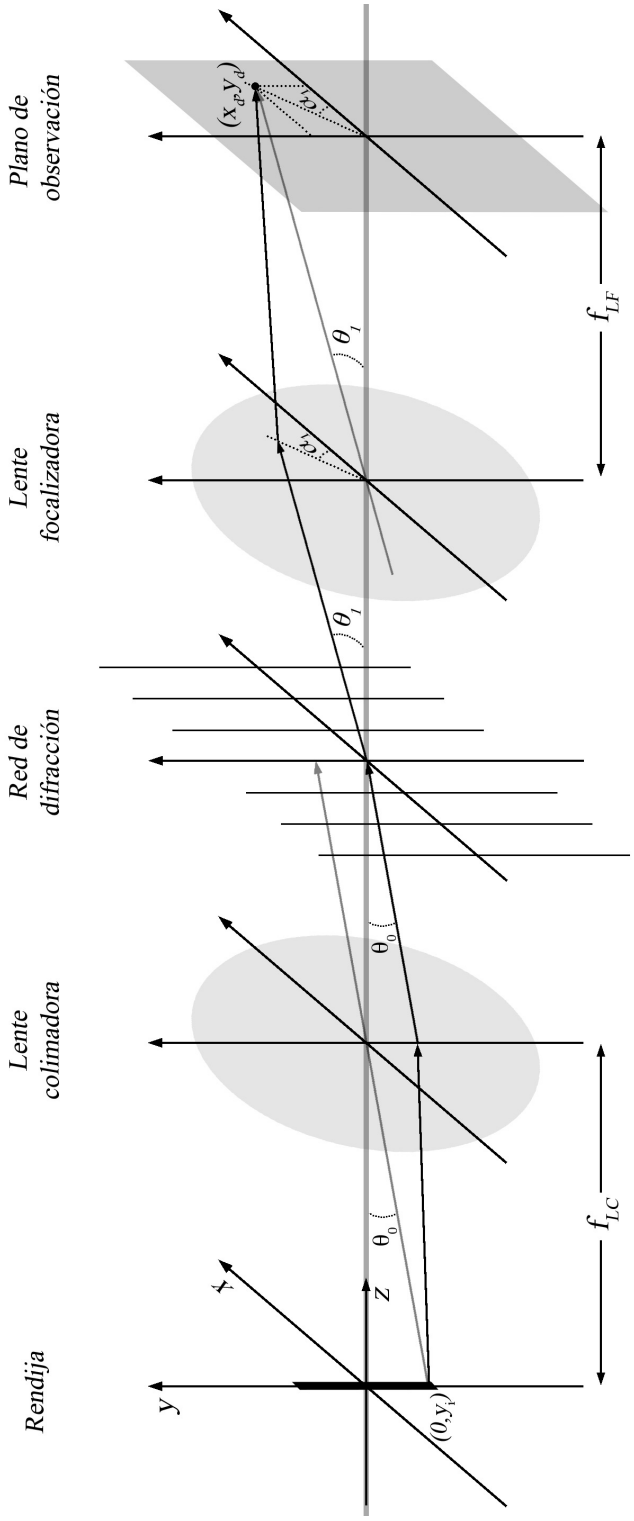


FIGURA 2.6: Análisis de no linealidades en un sistema espectral compuesto por una rendija, una lente colimadora, una red de difracción y una lente focalizadora. En la figura se muestra esquemáticamente el sistema con la notación y el sistema de referencia utilizado.

El *smile* está relacionado con la variación de la coordenada x_d en el plano de detección en función de la altura de la rendija, o bien, en función de θ_0. Por otro lado el *keystone* está relacionado, para una altura fija (un θ_0 fijo), con la variación de y_d en función de la longitud de onda.

Utilizando las ecuaciones 2.20 y 2.21 y suponiendo que las lentes son ideales, se pueden expresar las coordenadas x_d y y_d como :

$$x_d = f_{LC} \tan\theta_1 \cos\alpha_1 = \frac{f_{LC} m\lambda}{d\sqrt{\cos^2\theta_0 - (\frac{m\lambda}{d})^2}} \tag{2.22}$$

$$y_d = f_{LC} \tan\theta_1 \sin\alpha_1 = -\frac{f_{LC} \sin\theta_0}{\sqrt{\cos^2\theta_0 - (\frac{m\lambda}{d})^2}} \tag{2.23}$$

En estas ecuaciones se aprecia que la coordenada x_d depende del ángulo θ_0 y, por tanto, no es constante con la altura en la rendija. Del mismo modo la coordenada y_d depende de λ con lo que el aumento lateral del sistema no es constante.

Para comprender mejor las implicaciones que esto supone en un espectrómetro de imagen real, se utilizan los datos del espectrómetro que aparece descrito en la figura 1.16 realizando la suposición de que los objetivos utilizados como sistema colimador y focalizador son ideales. Ambas lentes tienen una focal de 35 mm, la red de difracción clásica por transmisión tiene una densidad de 300 $lineas/mm$ y el rango espectral del instrumento es de 400 a 1000 nm. Tomando el primer orden de difracción (m=1) y utilizando las ecuaciones 2.22 y 2.23 se obtiene, con una rendija de entrada de 9 mm, una imagen espacial-espectral como la simulada en la figura 2.7.

Las líneas verticales de la figura corresponden a las imágenes de la rendija en diferentes longitudes de onda desde 400 a 1000 nm. En rojo se muestra la situación ideal y, en azul, la imagen que se obtiene utilizando las ecuaciones 2.22 y 2.23. La distorsión responsable de la curvatura de las líneas verticales es el *smile* mientras que la variación del tamaño de cada una de esas líneas con la longitud de onda es el *keystone*.

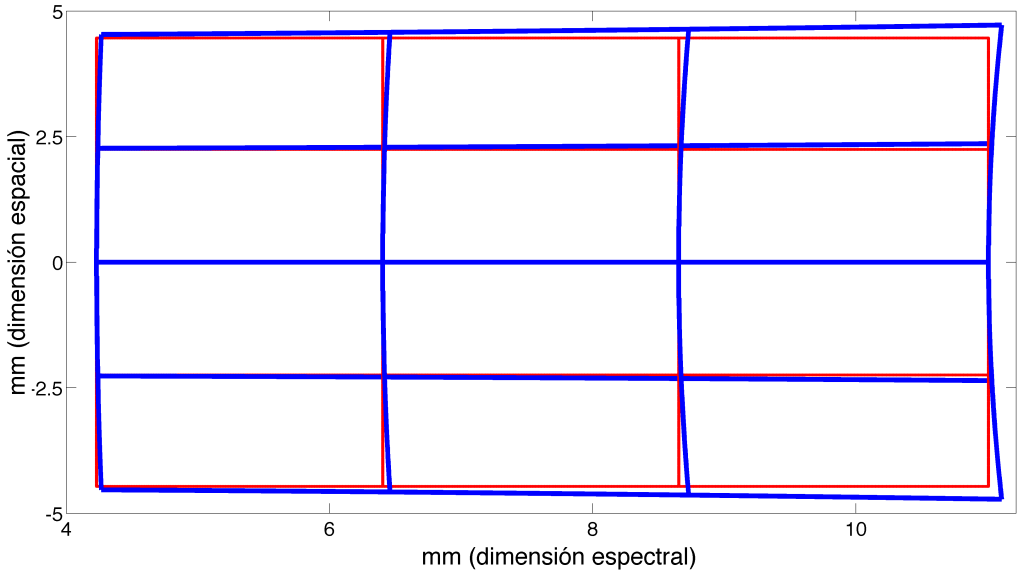


FIGURA 2.7: Simulación de las nolinealidades de un sistema de imagen espectral dispersivo tipo *pushbroom*.

El *smile* puede compensarse mediante el uso de una rendija curvada, de forma que su imagen en el detector sea una línea recta. Esta estrategia introduciría únicamente distorsiones espaciales y puede ser considerada en sistemas donde lo más importante es la precisión espectral. Sin embargo, como el *smile* varía con la longitud de onda, curvando la rendija sólo es posible eliminar el *smile* para una longitud de onda, mientras que en el resto del rango espectral se encontraría cierto *smile* residual. En el caso del *keystone*, se puede comentar que se trata de una distorsión análoga a la que aparece en un sistema cuando se produce una inclinación del plano objeto o del plano imagen, debido a la habitual variación del aumento a lo largo del campo. Este efecto puede ser apreciado fácilmente en sistemas de proyección con espejo cuando el espejo proyector está inclinado, ya que resulta equivalente a una inclinación de la pantalla.

Típicamente el *smile* y el *keystone* deben de quedar reducidos a niveles subpíxel [19, 41, 54, 70]. En sistemas espectrales de alta calidad, estos tipos de distorsión están altamente compensadas y otros efectos como irregularidades en la rendija

o la falta de rectitud de la misma pueden ser detectados llegando a tener más influencia que el *smile* producido por el sistema. Del mismo modo, la aberración cromática lateral de la óptica externa previa al sistema espectral puede provocar una no linealidad espacial mayor que la introducida por el *keystone* del sistema espectral.

2.1.5. Superficies concéntricas

Como se ha visto en el capítulo 1 es habitual encontrar, en los espectrómetros tradicionales, dos sistemas ópticos diferentes para colimar y focalizar la luz. En estas configuraciones el elemento dispersivo, que puede ser una red, un prisma o una combinación de ambos, funciona con luz colimada de forma que no introduce aberraciones en el diseño salvo en general por las no linealidades descritas en la sección anterior (*smile* y *keystone*) [66]. Los sistemas de colimación y de focalización tienden a incrementar el coste, la masa y el volumen del sistema. Como alternativa, diferentes configuraciones de espectrómetros concéntricos han sido propuestos como el sistema Dyson o el sistema Offner entre otras. Ambos sistemas son ejemplos actuales de sistemas ópticos concéntricos de alta calidad excepcionalmente simples siendo las opciones preferentes actuales en los espectrómetros imagen dispersivos [19, 20, 60, 66, 88]. Otras posibilidades son el uso de sistemas, reflectivos o refractivos, con superficies asféricas que pueden ser una solución pero presentan otros problemas como el coste, el incremento de la complejidad del sistema y del alineamiento o el posible aumento de *stray ligth* debido al conflicto entre el pulido y la precisión.

Las ventajas de las configuraciones concéntricas para remplazar el sistema colimador y focalizador de un espectrómetro tradicional se pueden resumir en [66]:

(a) Diseño simple. Los sistemas mantienen un número reducido de elementos sin la necesidad de utilizar elementos asféricos o redes corregidas en aberraciones.

(b) Configuraciones muy compactas. Esta característica, permite reducir tamaños y peso de los sistemas y es particularmente interesante en aplicaciones espaciales o aerotransportadas.

(c) Alta calidad de imagen en un rango espectral amplio.

(d) Fácil alineamiento. En el diseño de un sistema óptico influyen factores como la dificultad en su fabricación; el proceso de alineamiento, especialmente crítico en sistemas de espejos fuera de eje [89] y la obtención de un equipo robusto. Resulta una gran ventaja, por lo tanto, que no sea necesario un tedioso y complejo plan de alineamiento.

A continuación se comentan algunas de las principales características de los sistemas concéntricos.

En un sistema concéntrico cualquier punto puede ser considerado en el eje óptico ya que la línea que une dicho punto con el centro de curvatura es normal a todas las superficies. De esta forma, si el diafragma de apertura se coloca sobre el centro de curvatura, el sistema esta libre de coma, astigmatismo y distorsión [72].

La concentricidad de las superficies implica:

$$n_i R_i \sin\theta_i = n_{i+1} R_{i+1} \sin\theta_{i+1} \tag{2.24}$$

siendo n_i el indice de refracción, R_i el radio de los espejos y θ_i, el ángulo que forma un rayo particular con la normal a la superficie. La ecuación 2.24 implica que, para sistemas totalmente reflectantes, definiendo el parámetro de impacto de un rayo como la mínima distancia del rayo al centro de curvatura, este parámetro es constante tras las sucesivas reflexiones (ver figura 2.8).

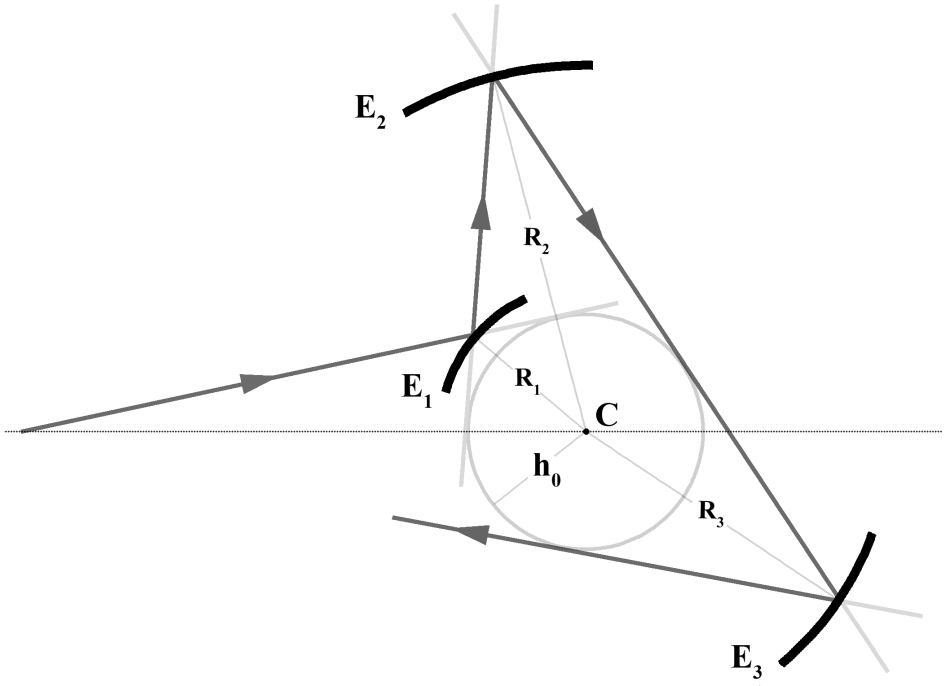


FIGURA 2.8: Esquema del trazado de rayos en un sistema concéntrico de tres espejos. En la figura se aprecia como el rayo o su prolongación a través de las sucesivas reflexiones es tangente a una circunferencia de radio h_0 (parámetro de impacto).

Otra propiedad muy interesante es que si un punto objeto está situado en el círculo de Rowland de la primera superficie, la imagen meridional se sitúa en el círculo de Rowland de la última superficie (ver figura 2.9) tanto para sistemas reflectantes como para sistemas refractivos. En sistemas con redes de difracción esta condición también se cumple independientemente de la longitud de onda siempre que el objeto se sitúe en el plano de simetría del sistema (configuración en plano) [69].

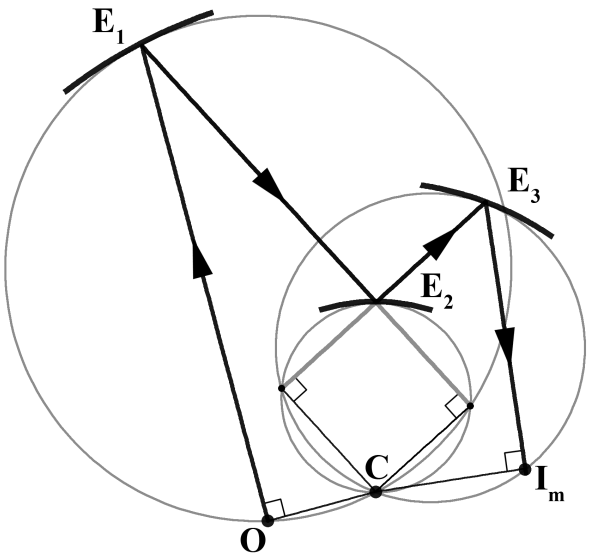


FIGURA 2.9: Sistema de tres espejos concéntricos donde se muestra la posición de la imagen meridional (I_m) para un punto objeto (O) situado en el círculo de Rowland del primer espejo.

Finalmente hay que tener en cuenta que los sistemas ópticos concéntricos de interés en espectrometría operan sólo con aumento próximo a la unidad lo que no siempre es una ventaja, pero son en estas configuraciones donde se anulan un gran número de aberraciones.

2.2. Diseño general. LPF

Como se ha comentado anteriormente, el estudio de un sistema óptico con un eje de simetría, el eje óptico del sistema, se suele llevar a acabo a través de la aproximación paraxial. La primera corrección corresponde a las llamadas aberraciones de Seidel y el estudio de las aberraciones de órdenes superiores puede ser utilizado para una corrección aún mayor. En un espectrómetro de imagen tipo Offner, la rendija de entrada debe situarse bastante alejada del centro de curvatura del sistema para evitar el viñeteo que produce la red de difracción

(ver figuras 1.13 o 1.15), de forma que las teorías de aberraciones de Seidel o Buchdahl no resultan ser las más apropiadas debido a los grandes ángulos de incidencia en las superficies.

En el sistema Offner, al contrario que en otros sistemas, un estudio parabasal utilizando las técnicas descritas en la sección 2.1.2 habitualmente usado en el estudio de aberraciones en redes de difracción cóncavas [79, 87], permite obtener expresiones analíticas simples sin restricciones en los ángulos de incidencia que pueden ser aplicadas directamente en el diseño de espectrómetros de imagen de este tipo [44, 45, 68, 69].

Para aplicar este procedimiento al estudio de las propiedades de un sistema formador de imagen más complejo que los estudiados en los apartados 2.1.2.1 y 2.1.3.1, como es el sistema Offner, con el fin analizar la dirección de propagación, la posición de la imagen y sus características, resulta útil dividir la LPF en varias partes que son estudiadas por separado. Diferentes estudios se han llevado a cabo analizando las posiciones de las imágenes intermedias creadas por cada elemento [44, 45] o, equivalentemente, asumiendo una iluminación astigmática sobre la red de difracción [68]. Sin embargo, también es posible realizar un análisis parabasal tomando el espectrómetro Offner como un sistema completo. Este procedimiento, presentado a continuación, ha sido publicado en González-Núnez et al. [69]. Dicha publicación se presenta de forma íntegra en el apéndice A.

En primer lugar, se expresa la LPF del sistema completo (ver figura 2.10) como la contribución de tres términos: (a) el OPL antes de la red, (b) el OPL después de la difracción en la red y (c) la contribución de la red.

$$LPF = \overline{OP_1} + \overline{P_1P_2} + \overline{P_2P_3} + \overline{P_3I} + m\frac{x\lambda}{d} \tag{2.25}$$

donde P_1, P_2 y P_3 son los puntos de incidencia en el espejo primario, en la red y en el espejo terciario respectivamente. Utilizando la ley de reflexión y la propiedad descrita en la sección 2.1.5 sobre la conservación del parámetro de impacto en superficies concéntricas h, es posible expresar:

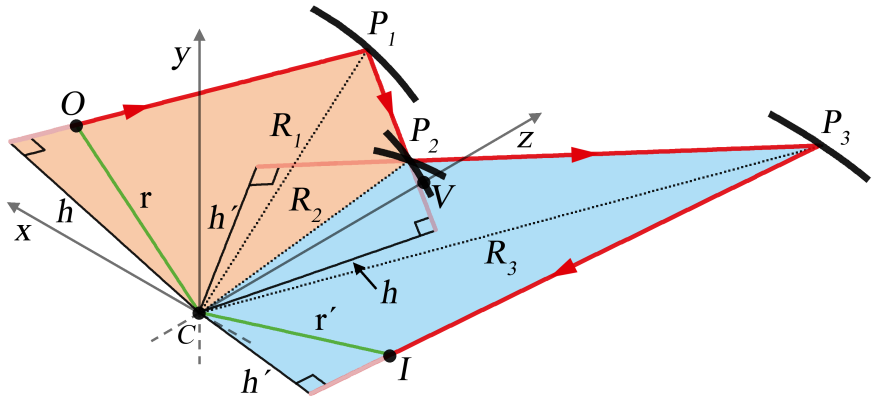


FIGURA 2.10: Esquema de la LPF para un rayo próximo al rayo base en un espectrómetro Offner con la notación y el sistema de referencia utilizado. P_1, P_2 y P_3 son los puntos de incidencia de un rayo arbitrario en el espejo concavo primario, la red de difracción y el espejo cóncavo terciario respectivamente. El plano de incidencia (en naranja) contiene los puntos O, P_1, P_2 y C; el plano de difracción (en azul) contiene los puntos I, P_3, P_2 y C.

$$\overline{OP_1} + \overline{P_1P_2} = 2\sqrt{R_1^2 - h^2} - \sqrt{R_2^2 - h^2} \mp \sqrt{r^2 - h^2} \tag{2.26}$$

$$\overline{P_2P_3} + \overline{P_3I} = 2\sqrt{R_1^2 - h'^2} - \sqrt{R_2^2 - h'^2} \mp \sqrt{r^2 - h'^2} \tag{2.27}$$

Donde se puede ver que sólo es necesario un parámetro, h, para especificar el OPL en el espacio objeto y, análogamente, el parámetro h' en el espacio imagen. El signo del último término en ambas expresiones depende del signo de la coordenada z de las posiciones de los puntos O y I respectivamente, correspondiendo al signo menos en el caso mostrado en la figura 2.10.

Para realizar la expansión en serie de potencias en las coordenadas de la red, el cálculo se simplifica si se expresa cada una de las partes de la LPF en un sistema de referencia propio asociado al plano de incidencia o de difracción en la red y posteriormente se realiza la transformación de coordenadas oportuna. Esta

técnica permite analizar configuraciones realizadas en estudios previos [44, 45], prestando atención especialmente a las configuraciones conocidas como *Rowland mounts* donde para un punto objeto localizado en el círculo de Rowland del primer espejo, se consigue una imagen anastigmática y libre de coma para una longitud de onda situada en el círculo de Rowland del último espejo. Como se ha comentado, la publicación completa donde se detalla el procedimiento empleado y las conclusiones del estudio ha sido publicada en el año 2012 en la revista *J. Opt. Soc. Am. A* bajo el título: *Pupil aberrations in Offner spectrometers* y está incluída íntegramente en el apéndice A. A continuación se resumen las principales conclusiones de este estudio.

En este estudio, la expresión exacta para la LPF de un espectrómetro de imagen Offner ha sido determinada y se ha demostrado que la trayectoria de cualquier rayo en el espacio objeto e imagen sólo depende de un parámetro, relacionado con la distancia al centro de curvatura de dicho rayo en cada espacio. Con el análisis de la LPF completa se consigue, por tanto, estudiar las propiedades de formación de imagen para posiciones objeto e imagen arbitrarias evitando el análisis, habitualmente más complicado, de las imágenes intermedias formadas por cada superficie.

La expansión en serie de potencias de la LPF en las coordenadas de la red permite analizar las aberraciones del orden deseado para cualquier ángulo de incidencia del rayo principal y facilita la búsqueda de configuraciones con aberraciones de bajo orden reducidas. Aunque las expresiones resultantes son en general bastante complejas, los casos particulares en los que estas expresiones son simples son identificados fácilmente. Estos casos corresponden con los denominados *Rowland mounts*, donde se verifica la reducida presencia de aberraciones de bajo orden (astigmatismo y coma), en concordancia con la literatura existente.

El análisis realizado ha demostrado que, además del astigmatismo, todos los términos de tercer orden en el desarrollo en serie de potencias se pueden cancelar en la imagen del punto de diseño para una longitud de onda cuando dicho punto se encuentra en el plano xy según la notación de la figura 2.10. En esta configuración, las aberraciones relevantes están asociadas con los términos

de cuarto orden de la expansión. Estos términos (relacionados con aberraciones esféricas de orden superior entre otras) han sido calculados y se ha deducido numéricamente que las aberraciones de orden superior tienen un peso insignificante siendo los términos de cuarto orden los que representan la aberración predominante del sistema. Finalmente, en este estudio también se han analizado los términos de tercer y cuarto orden de la expansión para *Rowland mounts* con el punto de diseño fuera del plano xy. En esta situación uno de los términos de tercer orden no se cancela y esta aberración compite con las aberraciones asociadas a los términos de cuarto orden. De todos modos, es importante destacar que en todas las configuraciones analizadas, las aberraciones se mantienen reducidas para números f bajos a pesar de los grandes ángulos de incidencia necesarios para evitar el viñeteo que puede producir la red de difracción. Es estas configuraciones, además, el *smile* y el *keystone* también se mantienen muy bajos, quedando típicamente reducidos a una pequeña fracción del píxel.

2.2.1. Espectrómetro de imagen tipo Offner en cuadratura

En el primer capítulo se ha presentado el sistema Offner formador de imagen compuesto únicamente por 2 superficies (ver figura 1.13), y se ha comentado que, en un espectrómetro Offner en plano, un buen refinamiento consistía en dividir el espejo cóncavo en dos espejos cóncavos concéntricos de diferente radio. En este apartado se analiza una configuración particular de un espectrómetro tipo Offner fuera de plano que utiliza un único espejo cóncavo en doble paso como el original sistema Offner formador de imagen. Esta configuración es un caso particular del estudio anterior pero que, debido a sus características, un análisis más simple es posible.

La división del espejo cóncavo en dos tiene su origen en la ruptura de simetría introducida por la red de difracción, de forma que el ángulo de incidencia y el ángulo difractado para la longitud de onda de diseño no son el mimo. En configuraciones fuera de plano, es posible una configuración simétrica en la que el plano de incidencia y el plano de difracción para la longitud de onda de diseño

se sitúan simétricamente con respecto a la red de difracción. De esta forma, el ángulo de incidencia y el de difracción coinciden, eliminando la necesidad de dividir el espejo.

Siguiendo la notación expuesta en la figura 2.4, el caso simétrico implica que en la red $\alpha_0 = -\alpha_1$. Un caso particular es aquel en el que el plano de incidencia y de difracción son ortogonales (ver figura 2.11) cumpliéndose que $\alpha_1 - \alpha_0 = \pi/2$, de forma que $\alpha_1 = \pi/4$ y $\alpha_0 = -\pi/4$ o viceversa. Esta configuración, analizada en Prieto-Blanco et al. [45] recibe el nombre de configuración simétrica del sistema Offner en cuadratura.

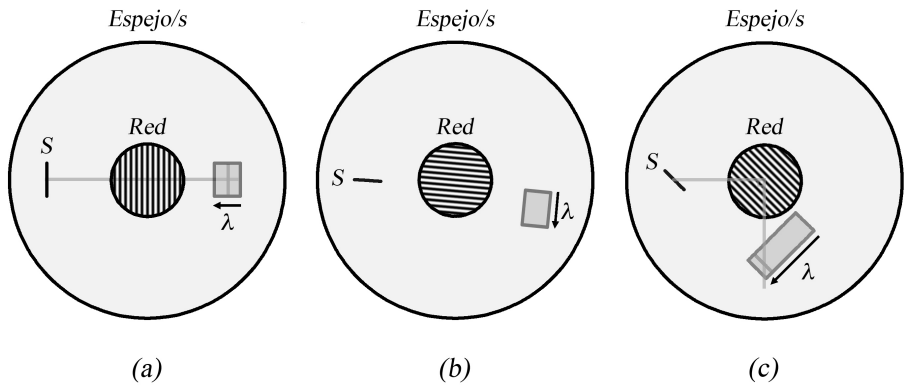


FIGURA 2.11: Diferentes configuraciones de un espectrómetro tipo Offner: (a) configuración en plano, (b) configuración fuera de plano y (c) configuración fuera de plano simétrica en cuadratura.

El análisis de esta configuración está basado en los resultados obtenidos en el estudio Prieto-Blanco et al. [79] comentado en la sección 2.1.3.1, donde se revisa la teoría de formación de imagen de una red de difracción clásica en montajes fuera de plano. Con estos resultados y con un desarrollo parabasal, en Prieto-Blanco et al. [45] se muestra como es posible cancelar astigmatismo y coma para un punto y en una longitud de onda utilizando sólo dos superficies. En dicha publicación, se muestran además diferentes diseños que utilizan esta configuración donde su uso puede resultar ventajoso sobre configuraciones similares en plano.

2.3. Simulación numérica

La simulación numérica, como en muchas otras áreas de la ingeniería, se ha vuelto una herramienta fundamental en el mundo del diseño óptico. Los desarrollos tecnológicos del hardware de computación y los avances en el software de simulación óptica, junto con el desarrollo de los ordenadores personales hacen que el uso de este tipo de técnicas y de programas de simulación numérica sean ampliamente utilizados. Los programas de diseño óptico específicos, tienen la capacidad de presentar automáticamente gráficas, esquemas de elementos, curvas de aberración, diagramas de impactos (*spot diagrams*)... que facilitan mucho el diseño y ahorran considerable trabajo al diseñador. Por otra parte, el mayor número de técnicas de optimización, la capacidad de tratar datos de trazas de rayos exactas combinado con la inclusión de coeficientes de aberración de alto orden, ha hecho posible el diseño de sistemas de lentes con superficies descentradas, inclinadas o asféricas, abriendo aun más el abanico de parámetros libres disponibles.

El programa de diseño óptico que se ha utilizado para la realización de las simulaciones numéricas que aparecen en este trabajo recibe el nombre de OSLO (*Optics Software for Layout and Optimization*) y presenta características similares a otros programas de este tipo que se encuentran en el mercado como *ZEMAX* o *Code V*. El OSLO es un software de diseño óptico con más de 30 años de desarrollo, actualmente disponible a través de la compañía Lambda Research Corp.. OSLO es uno de los programas más conocidos y ampliamente útilizado en todo el mundo y es capaz de funcionar bajo el sistema operativo *Microsoft Windows* en un ordenador personal actual (ver figura 2.12).

OSLO combina, al igual que otros programas de diseño óptico, el uso de una interfaz gráfica con la posibilidad de crear programas o rutinas escritas con un lenguaje de programación propio, denominado CCL (*Compiled Command Language*). Una función importante del OSLO es la ventana llamada *slider-wheel window*, en la que se pueden mantener hasta 32 *sliders* gráficas asociadas a funciones *callback* que incluyen rutinas por defecto o programadas por el usuario para evaluar o incluso optimizar el sistema. Cuando esta opción esta activa, cada

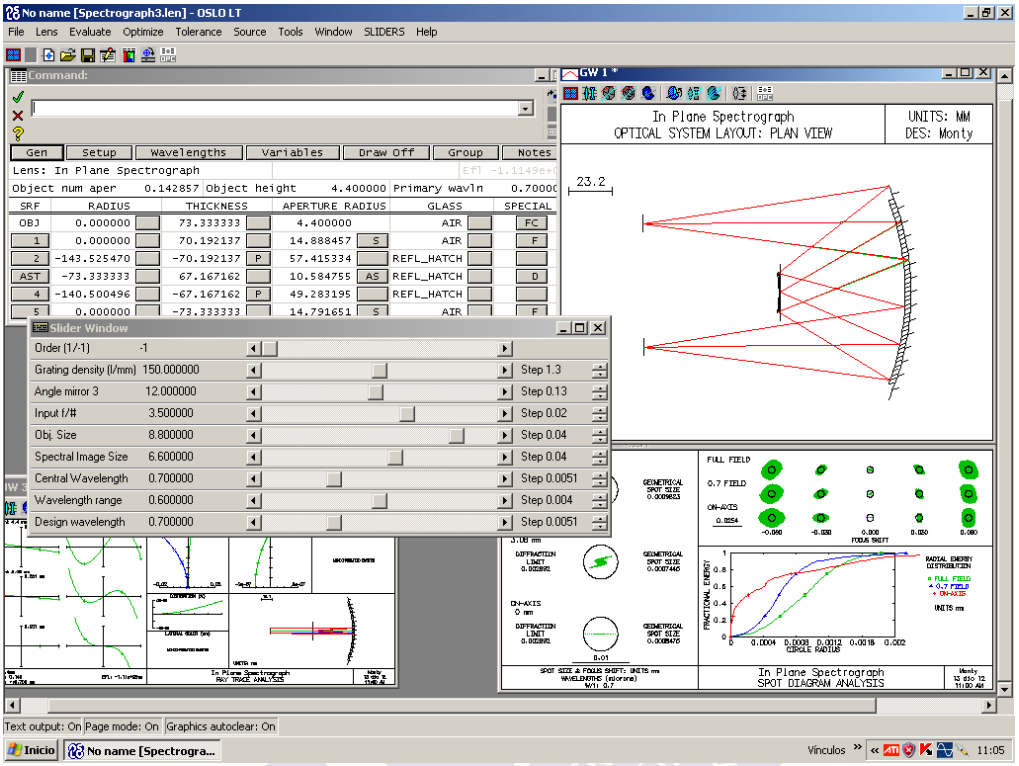


FIGURA 2.12: Captura de pantalla de la interface del programa de simulación óptica OSLO-EDU de Lambda Research Corp.

vez que se modifica un valor con una *slider*, la rutina se ejecuta. Esto permite cambiar parámetros del sistema de forma interactiva viendo el efecto del cambio en un parámetro y permitiendo al OSLO re-optimizar todo el sistema. Los argumentos de las rutinas pueden ser, por ejemplo, los parámetros de una lente. Al variar con la *slider* el valor del parámetro, el cambio conduce a cambios en otros parámetros según las ligaduras impuestas. También es posible observar una función de mérito particular (trazado de rayos, diagramas de impactos...) ofreciendo la sensación de que el programa responde en tiempo real.

OSLO dispone de una distribución gratuita destinada principalmente a propósitos educativos denominada OSLO-EDU. Comparada con las otras versiones de OSLO disponibles (OSLO *Premium*, OSLO *Standard* o OSLO *Light*) tiene un número menor de funciones y restringe al usuario a trabajar con sistemas ópticos

con no más de 10 superficies[3], incluyendo el objeto y la imagen. Sin embargo, OSLO-EDU tiene las habilidades básicas de analizar, representar, editar, optimizar, estudiar tolerancias y guardar un amplio número de sistemas ópticos. Hay que destacar que en el caso concreto de un espectrómetro Offner es posible un análisis del sistema completo con la distribución OSLO-EDU lo que ha permitido que todas las simulaciones numéricas necesarias para evaluar la calidad y optimizar los diseños analíticos de espectrómetros de imagen presentados en este trabajo hayan sido realizadas en esta distribución gratuita.

Siguiendo el trabajo realizado por Howard [90], tal y como se presenta en Prieto-Blanco et al. [44], se han aplicado rutinas interactivas propias que incorporan las expresiones analíticas obtenidas con el procedimiento de diseño explicado en las secciones anteriores. Esto ha permitido, además de realizar una optimización más simple, evaluar el efecto del cambio del punto y/o de la(s) longitud(es) de onda de diseño y el cambio de alguno de los parámetros libres que no están ligados directamente en las ecuaciones analíticas obtenidas, de manera que resulta sencillo implementar las características adecuadas para cada aplicación (rango espectral, tamaño de la rendija, número f...).

Finalmente, el punto más importante que no hay que perder de vista es que a pesar de las grades facilidades y oportunidades que ofrecen los softwares de diseño óptico actuales, los métodos de optimización y las soluciones propuestas pasan en general por incluir superficies asféricas o redes de difracción con distancias entre surcos variables, descentramientos, inclinaciones o la inclusión de un mayor número de elementos dificultando como se ha mencionado anteriormente el montaje y aumentando considerablemente el coste del sistema. Sin embargo, partiendo de un buen diseño, con un punto de partida óptimo para un sistema en su forma más simple, es posible obtener calidades de imagen comparables a sistemas mucho más costosos obtenidos mediante técnicas de optimización numéricas [44, 45, 47, 53, 72, 73].

[3]El nombre de las distribuciones, el número de superficies de la versión gratuita y algunas de las funciones de cada distribución han ido variando a lo largo del tiempo con cada nueva versión.

2.4. Diseños realizados

A continuación se presentan dos diseños realizados con las técnicas y procedimientos explicados a lo largo de este capítulo y que se han implementado con la construcción de dos prototipos de laboratorio. Parámetros como rango espectral, dispersión o tamaño de la rendija de entrada, entre otros, han sido escogidos teniendo en cuenta valores de referencia de equipos hiperespectrales diseñados o publicados anteriormente o por razones como tamaño, sensibilidad espectral de la matriz de detectores, coste... Las simulaciones numéricas llevadas a cabo para implementar los resultados de los estudios analíticos han sido realizadas en su totalidad, como ya se ha comentado, en la distribución gratuita de software de diseño óptico OSLO-EDU.

2.4.1. Espectrómetro de imagen Offner VIS-NIR 400-1000 nm

La técnica utilizada en el diseño de este sistema, está basada en el trabajo desarrollado en Prieto-Blanco et al. [44]. Las expresiones teóricas utilizadas en dicho trabajo anulan, en una configuración en plano, el astigmatismo y su derivada espectral para un punto de la rendija de entrada y para una longitud de onda, de forma que para longitudes de onda cercanas a la de diseño el astigmatismo y el coma se mantienen reducidos. Teniendo en cuenta la notación seguida en la sección 2.2 se corresponde con un diseño fuera del plano xy.

Las expresiones obtenidas se introducen en el programa OSLO-EDU a través de su lenguaje de programación propio. La estrategia de diseño comienza con la selección del rango espectral, dispersión, tamaño de la rendija de entrada, número f y densidad de líneas de la red (valor de líneas/mm estándar) junto con el orden de difracción. También se fija la longitud de onda de diseño que, en este caso, se corresponde con la longitud de onda central. Tal y como se explica en Prieto-Blanco et al. [44] el proceso comienza proponiendo un ángulo de reflexión en el tercer espejo próximo a 0. Incluyendo estos datos en el programa, se incrementa progresivamente el valor del ángulo comprobando, mediante un análisis visual

en una de las ventanas gráficas habilitadas (ver figura 2.13), que no se produce viñeteo para ninguna longitud de onda. En el caso de una configuración en plano, el análisis del viñeteo resulta sencillo: el primer punto de la rendija para el que se produce el viñeteo es siempre el punto central y la longitud de onda más sensible al viñeteo es la mayor para el orden de difracción utilizado (m=+1 en este caso).

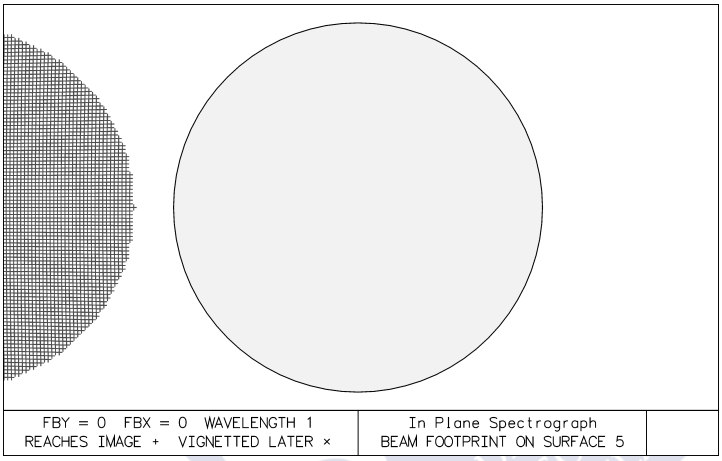


FIGURA 2.13: Representación del haz proveniente del punto central de la rendija para la longitud de onda de 1000 nm (círculo oscuro) después de la reflexión en el tercer espejo a la altura de la red de difracción (círculo gris).

Una vez asegurada la ausencia de viñeteo, se obtienen los valores de los radios de curvatura de los tres elementos, la posición objeto y la posición imagen (y la inclinación del plano imagen). El diseño realizado esta considerado como un diseño en plano tipo Rowland (el punto de diseño se sitúa en el circulo de Rowland del primer espejo). En la figura 2.14 se muestra el esquema a escala del prototipo diseñado, donde se representa el trazado de rayos para el centro de la rendija de entrada en las longitudes de onda de 400, 700 y 1000 nm. Siguiendo la misma notación, la vista corresponde al plano xz y en la figura se puede observar directamente y sin necesidad de la figura 2.13 que no se produce viñeto. Este viñeteo se observaría si el rayo correspondiente a la longitud de onda de 1000 nm fuera bloqueado por la red de difracción después de la ultima reflexión en el espejo R_3.

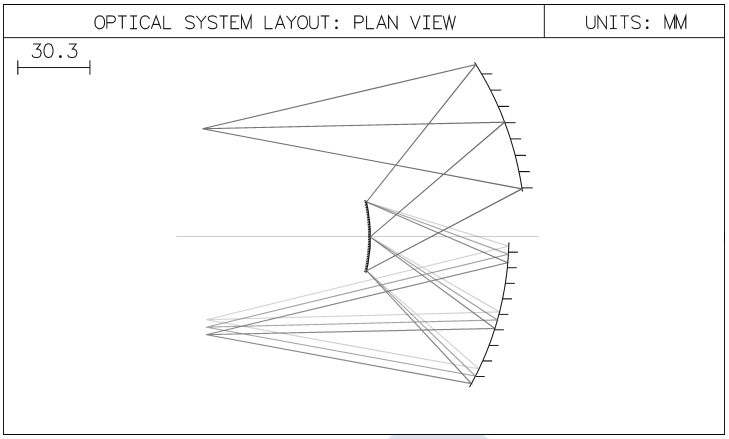


FIGURA 2.14: Diagrama a escala obtenido con el OSLO-EDU del sistema Offner presentado en esta sección y cuyos datos se recogen en la tabla 2.1.

Offner VIS-NIR (*en plano*)	
Rango espectral	400-1000 nm
$f/\#$	2.4
R_1	135 mm
R_2	70 mm
R_3	128 mm
Densidad de líneas	150 líneas/mm
Rendija de entrada	8.8 mm
Dimensión espectral	6.3 mm
λ diseño (nm)	700 nm
Máx. diámetro RMS	12.1 μm
Max. *Smile*	0.1 μm
Max. *Keystone*	0.3 μm

TABLA 2.1: Datos del espectrómetro tipo Offner VIS-NIR en plano.

Las características del diseño realizado se encuentran en la tabla 2.1. En primer lugar se han escogido el tamaño y el rango espectral típicos de un sensor CCD de 2/3" (8.8 x 6.6 mm y 400-1000 nm), una red de difracción con un número de líneas por milímetro estándar de 150 $lineas/mm$ y un número f de 2.4, teniendo en consideración la obtención de un equipo con un tamaño manejable.

Los valores resultantes de los radios de curvatura de los espejos y de la red de difracción obtenidos con este método, no son números enteros en unidades de milímetros. Por razones prácticas, se han seleccionado los valores enteros expresados en mm más próximos a dichos valores y se han introducido en una rutina de optimización donde, manteniendo la concentricidad, se varían las posiciones objeto e imagen con el fin de minimizar una función de mérito seleccionada. En este caso se ha utilizado como función de mérito el RMS pesado con valores de distorsión (*smile* y *keystone*). La utilización de esta rutina ha sido implementada en la distribución OSLO *Standard* ya que la distribución gratuita no permite esta opción.

En la figura 2.15 se presentan los diagramas de impacto resultantes de la simulación para 3 alturas sobre la rendija y para tres longitudes de onda. En este caso, por tratarse de un diseño en plano, los puntos de la rendija de entrada (de 8.8 mm) presentan total simetría desde el centro hacia los extremos, con lo que se presentan los diagramas de los spots del punto central, a una altura de 3.08 y de 4.4 mm, correspondiente al extremo de la rendija. Los diagramas de impactos obtenidos no corresponden a los valores del diseño analítico debido precisamente a los cambios en el diseño producidos por el ya comentado cambio de los valores del radio de las superficies para escoger unos los valores enteros de los radios en milímetros.

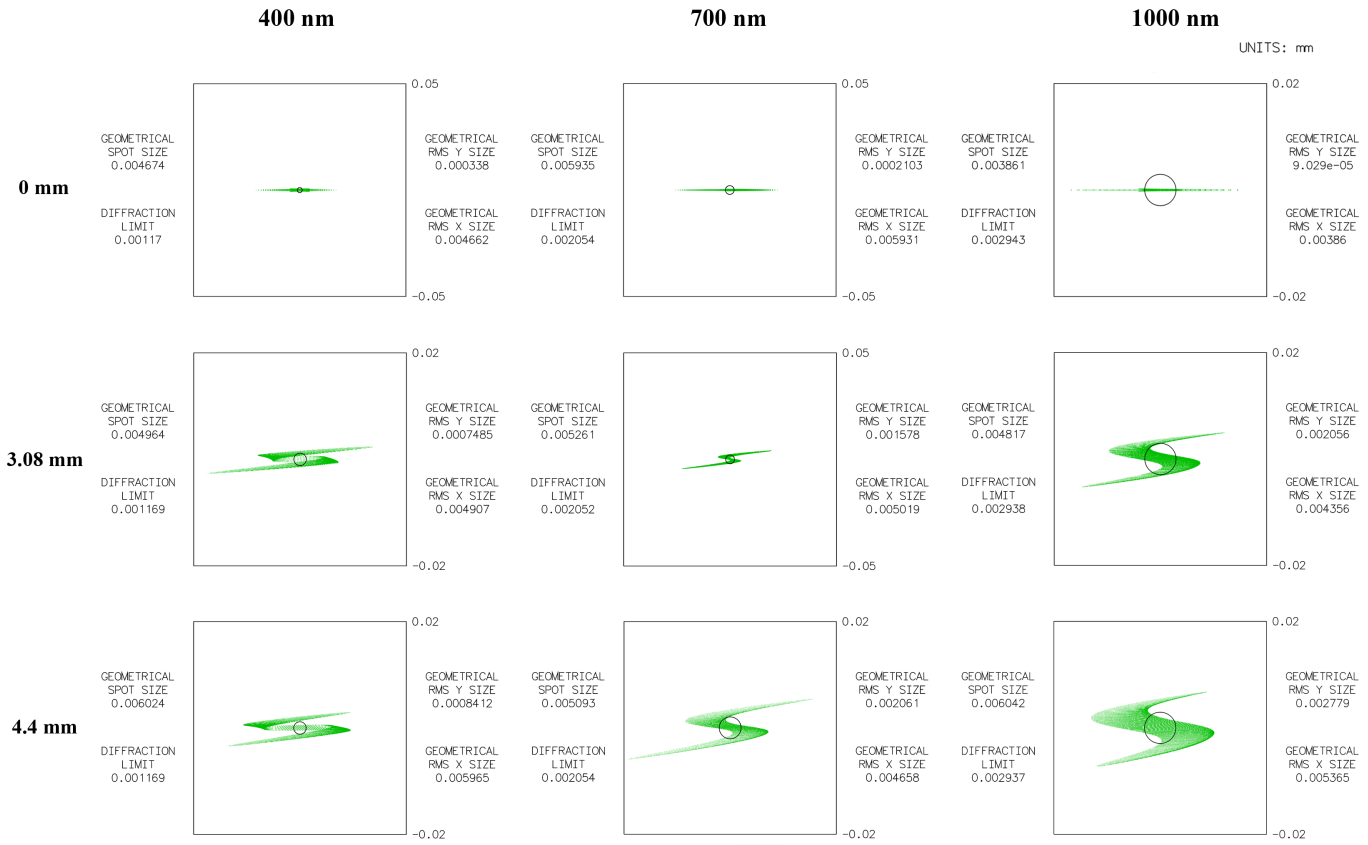


FIGURA 2.15: Diagrama de impactos obtenido en OSLO-EDU para los puntos de la rendija 0 mm, 3.08 mm y 4.4 mm para 400, 700 y 1000 nm. Las circunferencias indican el límite de difracción para cada longitud de onda. La simetría especular del sistema respecto al centro de la rendija hace que estos diagramas sean idénticos en los puntos -3.08 mm y -4.4 mm.

El diseño realizado presenta buenas características: alta resolución y bajas distorsiones resaltando que no se utiliza ningún elemento asférico ni redes corregidas en aberraciones mientras que conservación de la concentridad contribuye a facilitar el alineamiento. El hecho de que en los diagramas de impacto de la figura 2.15 se observe la presencia de astigmatismo, se debe a que la rutina de simulación numérica utilizada para optimizar el diseño con valores de los radios de curvatura enteros (en mm) no intenta minimizar el astigmatismo, sólo reducir el valor RMS para diferentes puntos de la rendija en todo el rango espectral (pesado con los valores de *smile* y *keystone*). Finalmente destacar que el peor dato de RMS obtenido es de 12.1 μm para los extremos de la rendija de entrada en la longitud de onda de 1000 nm mientras el *smile* y *keystone* quedan reducidos a 0.1 μm y 0.3 μm respectivamente.

2.4.2. Espectrómetro de imagen Offner VIS 530-660 nm

El diseño presentado en esta sección está basado en la configuración analizada en la publicación Prieto-Blanco et al. [45] y presentada en la sección 2.2.1. En esta configuración, en la que el centro de la rendija de entrada del espectrómetro se sitúa lejos del plano de dispersión y denominada en cuadratura, se pretende obtener un sistema de calidad con un único espejo cóncavo en lugar de los dos utilizados en otras configuraciones.

La estrategia de diseño comienza especificando el rango espectral, el número f y el tamaño de las dimensiones espectral y espacial. Los parámetros libres en la simulación son la densidad de la red, el punto de la rendija y la longitud de onda de diseño. Siguiendo los pasos explicados en Prieto-Blanco et al. [45], el radio del espejo cóncavo, el radio de curvatura de la red y las posiciones objeto e imagen se obtienen a través de expresiones analíticas. Expresiones que integradas en las *sliders* del OSLO-EDU, permiten evaluar la figura de mérito deseada, en este caso el RMS, mientras visualmente en la pantalla se asegura la ausencia de viñeteo. Finalmente, se realiza una ligera inclinación del plano imagen para intentar optimizar la calidad de imagen en todo el plano de detección siendo este

el único paso no analítico del procedimiento de diseño. Es importante destacar que, en esta estrategia de diseño, el punto de diseño y la longitud de onda de diseño óptimos no tienen porque ser ni el centro de la rendija ni el centro del rango espectral siendo parámetros libres en las simulaciones. Otro hecho importante es que el análisis del viñeteo resulta más complicado que en el caso anterior ya que, en los estudios fuera de plano, este no se produce siempre para la longitud de onda mayor o menor, dependiendo del rango espectral del instrumento.

Las características elegidas para el diseño son: rango espectral de 530-660 nm, una rendija de entrada de 6 mm, tamaño de la dimensión espectral de 8.2 mm (valores próximos a los de un sensor 2/3") y un número f de 3.3. Se ha escogido una longitud de onda de diseño de 632.8 nm, longitud de onda de un láser He-Ne y se ha seleccionado el punto central de la rendija como punto de diseño. Al contrario que en el caso anterior, se ha buscado un diseño con valores de los radios de los elementos enteros (en mm) de forma que no sea necesaria una rutina adicional de optimización. En la figura 2.16 se representa el análisis del viñeteo para la longitud de onda de 530 nm y para el extremo inferior de la rendija ya que, en el sistema diseñado, es el punto más conflictivo.

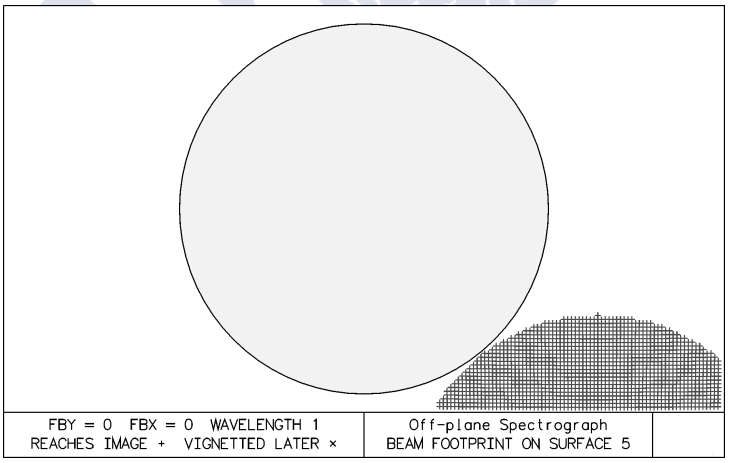


FIGURA 2.16: Representación del haz proveniente del extremo inferior de la rendija para la longitud de onda de 530 nm después de la última reflexión en el espejo cóncavo evaluado a la altura de la red de difracción (círculo gris).

Con los valores obtenidos, se realiza una simulación para representar el diagrama de impactos para el punto de diseño y para la longitud de onda de diseño (longitud de onda que se difracta en cuadratura). En la figura 2.17 se puede ver el resultado de dicho diagrama. La forma concuerda con la prevista teóricamente con un valor muy reducido para el diámetro RMS de tan solo 0.76 μm.

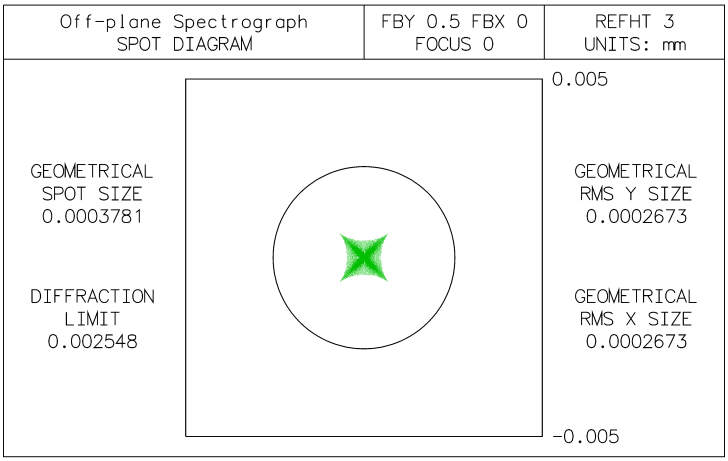


FIGURA 2.17: Diagrama de impactos y límite de difracción para el punto central de la rendija de entrada y para la longitud de onda de 632.8 nm (punto y longitud de onda de diseño) del espectrómetro tipo Offner VIS en cuadratura.

Finalmente se realiza, como se ha explicado, una pequeña rotación del plano imagen, en este caso de 0.2º para optimizar la calidad de imagen en todo el plano de detección.

En la figura 2.18 se muestra una representación a escala del sistema junto con una representación tridimensional obtenida con el OSLO-EDU. En la tabla 2.2 se recogen las especificaciones del sistema final.

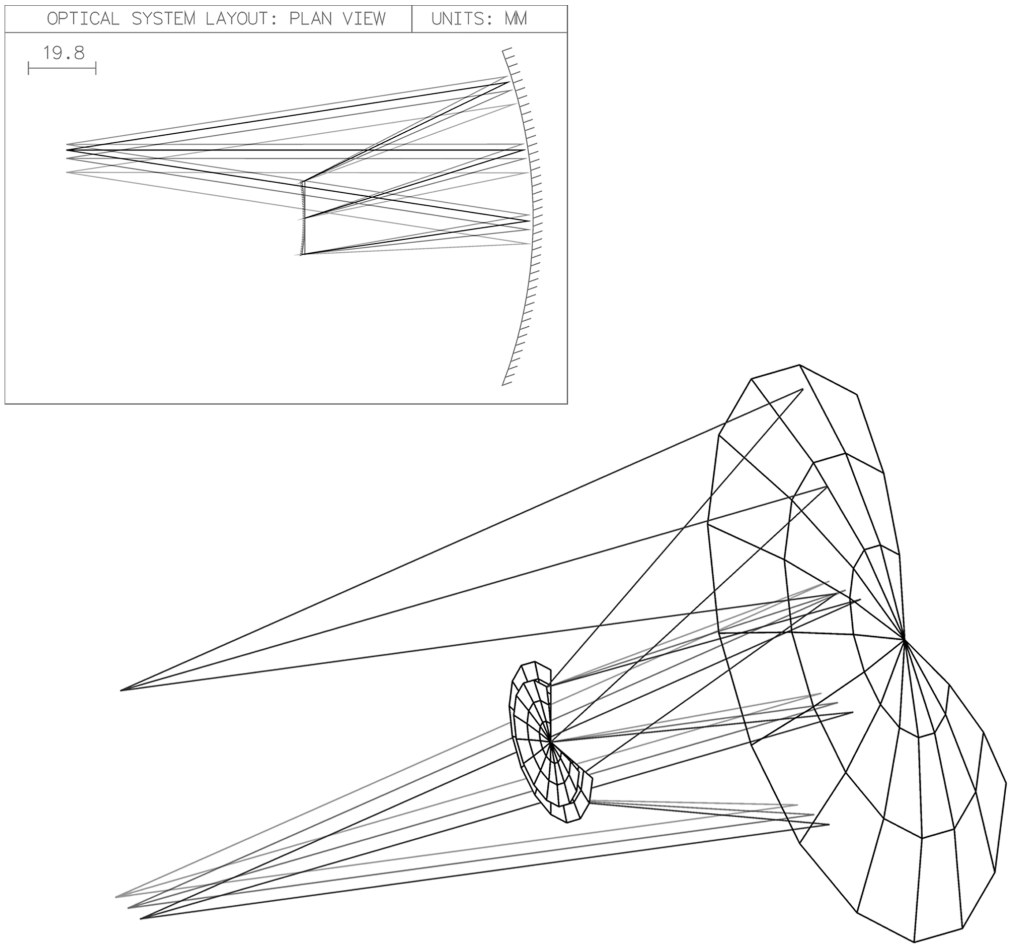


FIGURA 2.18: Diagrama a escala (arriba) y representación tridimensional (abajo) obtenidos con el OSLO-EDU del sistema Offner VIS en cuadratura. Los datos de este sistema se recogen en la tabla 2.2.

Offner VIS (*en cuadratura*)	
Rango espectral	530-660 nm
$f/\#$	3.3
R_1, R_3	137 mm
R_2	70 mm
Densidad de líneas	900 líneas/mm
Rendija de entrada	6 mm
Dimensión espectral	8.2 mm
λ diseño (nm)	633 nm
Máx. diámetro RMS	5.6 μm
Max. *Smile*	0.04 μm
Max. *Keystone*	0.08 μm

Tabla 2.2: Datos del espectrómetro tipo Offner VIS en cuadratura.

Al tratarse de un sistema fuera de plano, se pierde la simetría en torno al plano de difracción con lo que el análisis de la calidad de imagen para los diferentes puntos de la rendija tampoco presenta dicha simetría. Por lo tanto, analizar la calidad de imagen de una de las mitades de la rendija, como en el caso anterior, no es suficiente. En este caso se estudian tres puntos de la rendija: los dos extremos y el centro. En la figura 2.19 se presentan los diagramas de impacto para estos tres puntos en las longitudes de onda de 530, 595 y 660 nm.

Los resultados de la simulación muestran un sistema con una excelente resolución espacial-espectral con un RMS menor de 5.6 μm y unas distorsiones muy reducidas: un *smile* menor que 0.04 μm y un *keystone* menor que 0.08 μm; utilizando unicamente un espejo cóncavo y una red de difracción clásica.

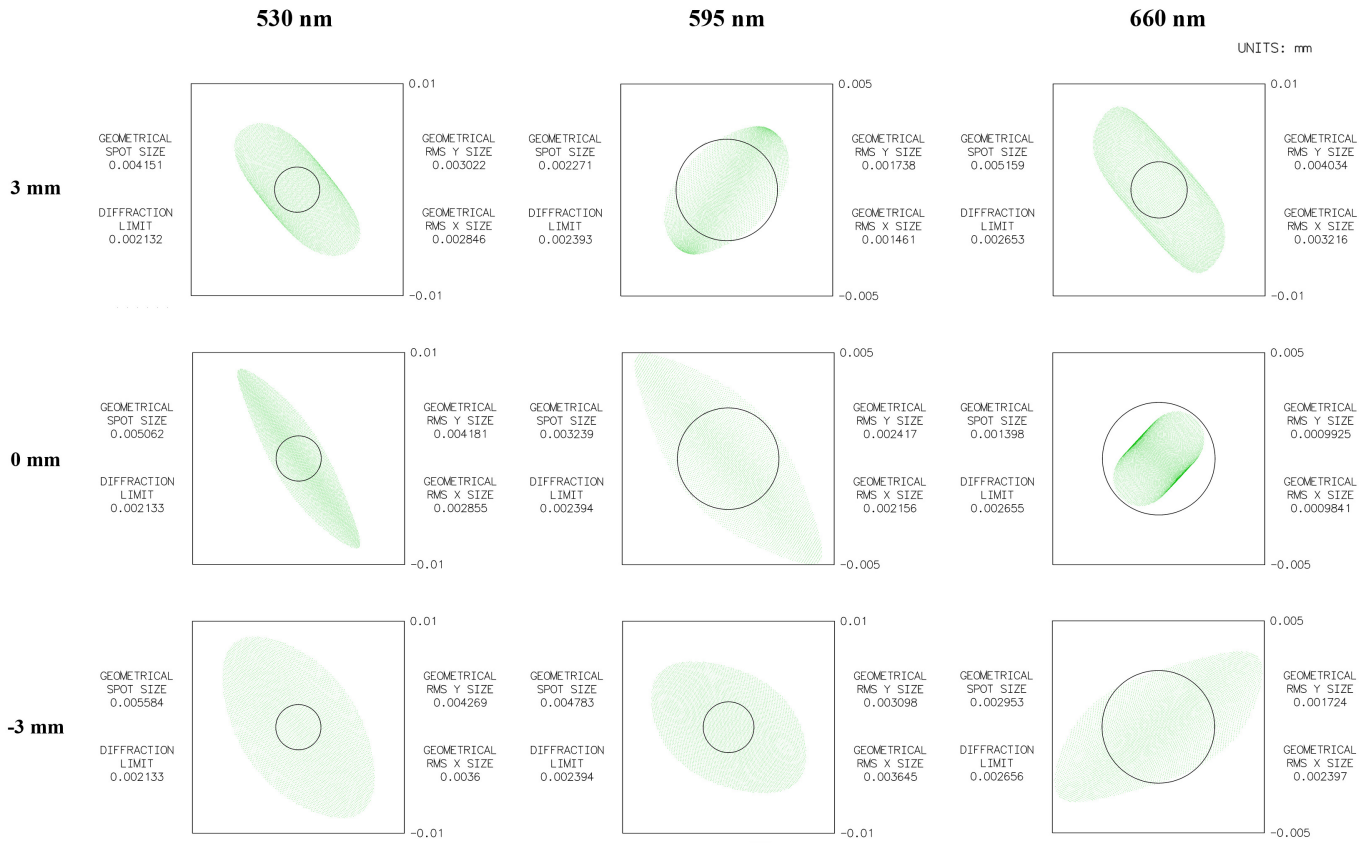


FIGURA 2.19: Diagrama de impactos obtenido en OSLO-EDU para los puntos de la rendija 3, 0 y -3 mm para las longitudes de onda de 530, 595 y 660 nm. Las circunferencias indican el límite de difracción para cada longitud de onda.

2.5. Conclusiones

En este capítulo se han expuesto los fundamentos teóricos y los métodos de diseño utilizados para la obtención de espectrómetros de imagen tipo Offner de alta calidad, sistema que se ha convertido en la opción preferida para muchos de los sistemas hiperespectrales actuales tipo *pushbroom* [89]. Las técnicas presentadas parten de modelos totalmente analíticos basados en la teoría de aberración de redes y que, aplicadas al sistema Offner, permiten optimizar el sistema por medio de la eliminación o minimización de determinadas aberraciones de bajo orden como son el astigmatismo y el coma. Las técnicas empleadas no sólo permiten diseñar rápidamente espectrómetros tipo Offner más simples y con calidades de imagen comparables a otros diseños, generalmente numéricos, que utilizan elementos ya corregidos [44, 45]. Al mismo tiempo han permitido analizar y explorar nuevas configuraciones en las que la rendija de entrada del espectrómetro se encuentra fuera del plano de dispersión [68, 69].

En la sección 2.4 se han presentado dos diseños particulares de espectrómetros de imagen tipo Offner que se han implementado en el laboratorio y cuyas técnicas de alineamiento y caracterización serán expuestas en los siguientes capítulos. Finalmente cabe destacar la utilidad de estas técnicas de diseño que, además del sistema Offner, han sido aplicadas con éxito en otros sistemas concéntricos formadores de imagen [72] y de espectrometría de imagen [47, 53, 73].

Conclusions

This chapter has presented the theoretical foundations and design methods used for obtaining high quality Offner imaging spectrometers, a system that has become the preferred choice for many of the current pushbroom-type hyperspectral sensors [89]. These techniques are based on a fully analytical approach derived from the aberration theory of classical spherical diffraction gratings. This procedure applied to the Offner system allows the optimization of the system through the elimination or minimization of certain low-order aberrations such as astigmatism and coma. This technique allows rapid design of simpler Offner spectrometers with an image quality comparable to other designs, usually numerical, that use corrected elements [44, 45]. They have also allowed us to analyze and explore new configurations where the spectrometer works in an off-plane mode [68, 69].

Section 2.4 describes two particular designs of Offner imaging spectrometers that have been implemented in the laboratory and whose alignment and characterization techniques will be presented in the following chapters. Finally, it is worth highlighting the usefulness of these techniques not only in the design of Offner systems, but also in other concentric imaging systems [72] and concentric imaging spectrometers [47, 53, 73].

Capítulo 3

Alineamiento Óptico

Once the design techniques have been shown and numerically corroborated, this chapter presents the materials used and the steps executed to build and align the two laboratory prototypes of Offner imaging spectrometers designed in section 2.4.

Una vez que las técnicas de diseño han sido expuestas y corroboradas numéricamente, en este capítulo se presenta el material utilizado y los pasos realizados para construir y alinear los dos prototipos de laboratorio de espectrómetros de imagen tipo Offner diseñados en la sección 2.4.

3.1. Introducción

El diseño optomecánico, considerado como una subdisciplina de la ingeniería óptica, se encarga de la integración de elementos ópticos como prismas, lentes o espejos en estructuras mecánicas para formar instrumentos ópticos. Es habitual oír hablar de un buen diseño óptico como aquel en el que las aberraciones han sido reducidas a niveles mínimos. Sin embargo un buen diseño es algo más, es aquel que puede ser construido teniendo en cuenta el presupuesto y el tiempo disponible y que sea capaz de mantener sus prestaciones a lo largo de su vida útil. El diseño

de un instrumento debe tener en cuenta por lo tanto muchos aspectos, algunos incluso más allá de los límites de la óptica como pueden ser su fabricación, coste, facilidad de montaje y alineamiento, tolerancias, caracterización, robustez, estabilidad...

La construcción de un prototipo de laboratorio puede considerarse como un paso previo a la implementación definitiva de un diseño. Para el montaje de un prototipo, es necesario un plan de alineamiento y ensamblado que debe incluir aspectos importantes como el número de grados de libertad en el posicionamiento de cada componente o la gestión del número de ajustes para la alineación fina, ya que un número excesivo de ajustes puede llegar ser tan malo como muy pocos. Sin embargo, para el montaje de un prototipo no es necesario considerar los ámbitos de operación del instrumento final tales como rango de temperaturas, humedad, contaminación, vibraciones, golpes... Estos aspectos afectarán al diseño principalmente optomecánico del mismo donde hay que tener en cuenta entre otras cosas la estructura mecánica que debe proteger la óptica de tal manera que no se dañe o se mueva irreversiblemente cuando el instrumento se exponga a las condiciones ambientales donde el sistema va a operar. Estos aspectos también afectarán al diseño óptico en cuanto a la elección de los materiales teniendo en cuenta factores como resistencia, peso o sus coeficientes de dilatación térmica entre otros. El segundo aspecto primordial en el diseño de un instrumento y que no es analizado profundamente en la elaboración de un prototipo inicial, es la realización de un análisis de tolerancias. Establecer unas tolerancias adecuadas para el sistema final comprende analizar desde errores en la fabricación de los elementos ópticos o variaciones debidas a cambios con la temperatura, hasta un análisis de la sensibilidad de las aberraciones debido a los errores de posición de los componentes.

Este capítulo se centra en los pasos necesarios para implementar en el laboratorio los dos diseños de espectrómetros de imagen tipo Offner presentados en la sección 2.4, centrándose en el material utilizado, el montaje y el alineamiento del sistema.

El alineamiento de un sistema con espejos fuera de eje como es el sistema Offner es especialmente crítico [89]. Por otra parte, las superficies asféricas son más difíciles de alinear que las esféricas. En este contexto se hace evidente que el uso de superficies totalmente esféricas, manteniendo la concentricidad de las mismas, es una gran ventaja que reduce considerablemente los grados de libertad a tener en cuenta permitiendo que sean alineadas con gran precisión y rapidez (ver sección 3.3). También hay que tener en cuenta que los elementos reflectantes como espejos, redes de difracción o algunos prismas tienen su propio conjunto de problemas de montaje, ya que son más sensibles a las distorsiones que los elementos refractivos [91]. Los sistemas de posicionamiento que suministran el movimiento a la superficie través de un contacto, pueden distorsionar las superficies ópticas. Por ejemplo, en el caso de sistemas con grandes espejos, es importante el apoyo del espejo en varios puntos alrededor de sus bordes o en la parte de atrás con el fin de reducir las posibles distorsiones gravitatorias.

Finalmente, destacar que lo más importante es comprender que el mejor de los diseños sería totalmente inútil sin un buen plan de montaje y alineamiento, o lo que es lo mismo un buen diseño que es difícil de alinear no es tan bueno a no ser que este acompañado de un viable y no extremadamente complejo plan de alineamiento.

3.2. Elementos ópticos y material optomecánico

Resulta evidente que la elección de los elementos ópticos, electrónicos y optomecánicos utilizados son críticos para el coste y las prestaciones de un instrumento. Una mala elección de componentes puede hacer que el sistema no alcance las especificaciones necesarias y la elección de componentes poco comunes puede hacer que las cumpla pero con un coste prohibitivo. En el caso de un prototipo de laboratorio, como los que se pretenden implementar, aspectos fundamentales a la hora de seleccionar el material utilizado como es el peso, el uso de materiales de baja dilatación (especialmente importante en los sustratos de los espejos), la elección de materiales con coeficientes de expansión térmica similares, el uso de

materiales y monturas resistentes y con mínimo desgaste o la elección del metal para las estructuras (aluminio, aceros inoxidables, titanio...) quedan relegados a un segundo plano.

Todo el material óptico y optomecánico necesario para el montaje de los prototipos, incluyendo las redes de difracción convexa, ha sido adquirido de distribuidores comerciales de material óptico de laboratorio. Debido a las características singulares impuestas por el diseño teórico en valores como radios de curvatura o diámetros de apertura, algunos elementos como: los espejos esféricos, la red de difracción y las rendijas de entrada han sido fabricados bajo demanda. Por otra parte, determinadas piezas como los soportes de los espejos, de la red de difracción o del detector, han sido diseñadas y fabricadas en el propio laboratorio. En las figuras 3.1 y 3.2 podemos ver algunas de las piezas fabricadas junto con un sencillo esquema de su diseño.

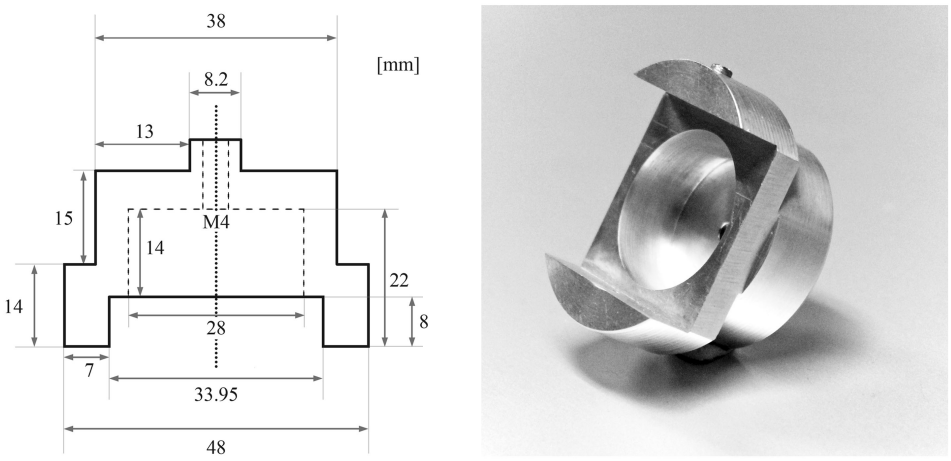


FIGURA 3.1: Esquema del diseño (izquierda) y fotografía de la pieza (derecha) fabricada en aluminio en el propio laboratorio para el soporte de la red de difracción convexa en un sistema Offner.

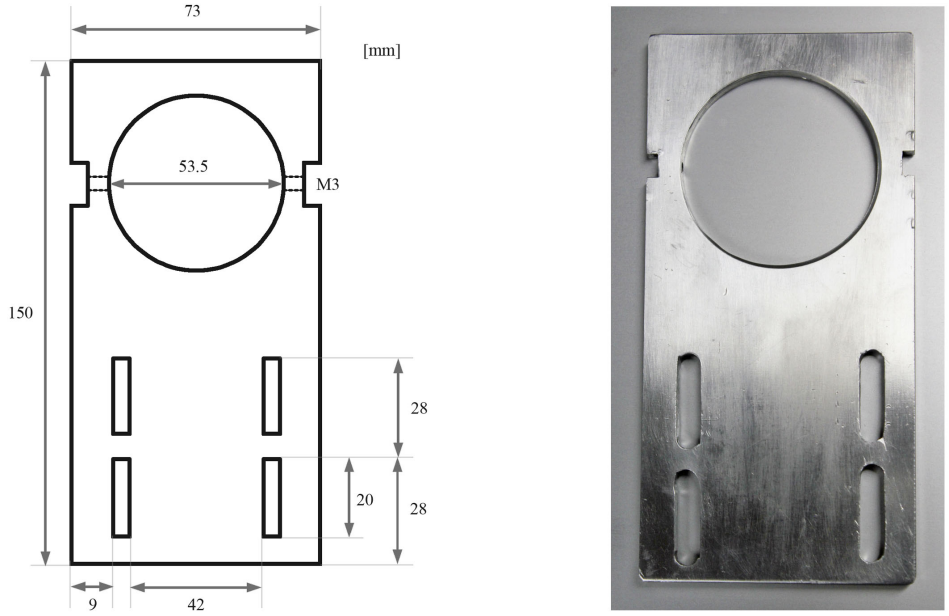


FIGURA 3.2: Esquema del diseño (izquierda) y fotografía de la pieza (derecha) fabricada en aluminio de parte del soporte del sistema de detección.

El proceso de alineamiento se ha realizado en un tablero de aluminio con agujeros roscados situado sobre una mesa óptica estándar, también con agujeros roscados, que aporta la comodidad y estabilidad necesaria para el montaje del prototipo y de los elementos optomecánicos utilizados en el proceso.

Como se ha presentado en la sección 1.2, los elementos principales en un sistema hiperespectral dispersivo tipo *pushbroom* (ver figura 1.6) basado en el sistema Offner son: la óptica externa, la unidad espectral (formada por la rendija de entrada, uno o dos espejos cóncavos y una red de difracción convexa) y el sistema de detección. En la tabla 3.1 se presentan los principales datos de los componentes utilizados en ambos prototipos y que son analizados a continuación.

	Offner en plano VIS-NIR (*Prototipo 1*)	**Offner cuadratura VIS** (*Prototipo 2*)
Óptica externa	Schneider Xenoplan 1.4/23mm Compact	
Rendija de entrada	15 μm x 10 mm	10 μm x 10 mm
Espejos cóncavos		
Radio de curvatura	135 mm y 128 mm	137 mm
Diametro de apertura	65 mm y 65 mm	105 mm
Red de difracción		
Radio de curvatura	70 mm	70 mm
Diametro de apertura	29 mm	21 mm
Líneas por milímetro	150 l/mm	900 l/mm
Sistema de detección	CCD QImaging Retiga 2000R 1600 x 1200	
Tamaño del detector	11.84 mm x 8.88 mm	
Tamaño de pixel	7.4 μm x 7.4 μm	

Tabla 3.1: Datos de los componentes utilizados en cada uno de los prototipos correspondientes a los diseños presentados en la sección 2.4.

3.2.1. Óptica externa

En la sección 1.2.1.1 se han comentado las principales características necesarias en la óptica externa de un sistema hiperespectral y cómo estas características deben ser constantes en todo el rango espectral de funcionamiento del instrumento.

En este caso, en la elección del sistema de óptica externa, se ha buscado un compromiso entre un sistema de imagen de calidad en todo el rango espectral de ambos prototipos, un sistema compacto y un sistema comercial asequible. En base a estos criterios, se ha escogido un objetivo refractivo *Schneider* de 23 mm con un número f inicial de 1.4. Este objetivo comercial está corregido en aberraciones para el rango de 400-1000 nm y diseñado para trabajar con un sensor de 2/3"(imagen circular de 11 mm). Presenta un cuerpo metálico sólido

FIGURA 3.3: Fotografías del objetivo *Schneider Xenoplan 1.4/23mm Compact* utilizado como óptica externa en ambos prototipos.

y robusto con montura óptica tipo C que permite que el sistema sea capaz de soportar duras condiciones ambientales mientras que permite un enfoque muy preciso gracias a una rosca interior fina. En la figura 3.3 se pueden ver dos fotografías de este objetivo.

3.2.2. Rendija de entrada

El grosor de la rendija de entrada de un espectrómetro de imagen tipo *pushbroom* afecta principalmente a dos factores: por un lado, la resolución espectral y espacial (en la dirección del barrido) del instrumento disminuye al aumentar el grosor y por otro lado la cantidad de luz que capta el sistema aumenta al aumentar dicho grosor. Eso implica que la elección de un grosor u otro dependerá fundamentalmente de la aplicación final del instrumento. Teniendo en cuenta las características del diseño teórico y con el objetivo de verificar la calidad óptica de los sistemas diseñados se han seleccionado grosores, dentro de unos límites razonables, que permiten analizar el máximo poder de resolución del instrumento de forma que el factor limitante para la resolución no sea el grosor de la rendija de entrada.

Otro aspecto fundamental es la calidad de la misma: las imperfecciones en el grosor, planitud o la aparición de rebabas en los bordes debidas al proceso de fabricación influyen de forma determinante en la calidad final de los datos espaciales y espectrales registrados.

En los prototipos ensamblados se han utilizado rendijas fabricadas con láser sobre láminas metálicas. Se ha seleccionado una rendija de 15 μm para el espectrómetro VIS-NIR de 400-1000 nm y de 10 μm para el VIS de 530-660 nm, ambas de 10 mm de altura. Cada rendija está montada sobre un soporte preparado para ser acopladas a tubos/visores de 1". En la parte izquierda de la figura 3.4 se muestra una imagen de la rendija de 15 μm en el soporte utilizado, en la parte derecha, se puede ver una fotografía aumentada de la misma.

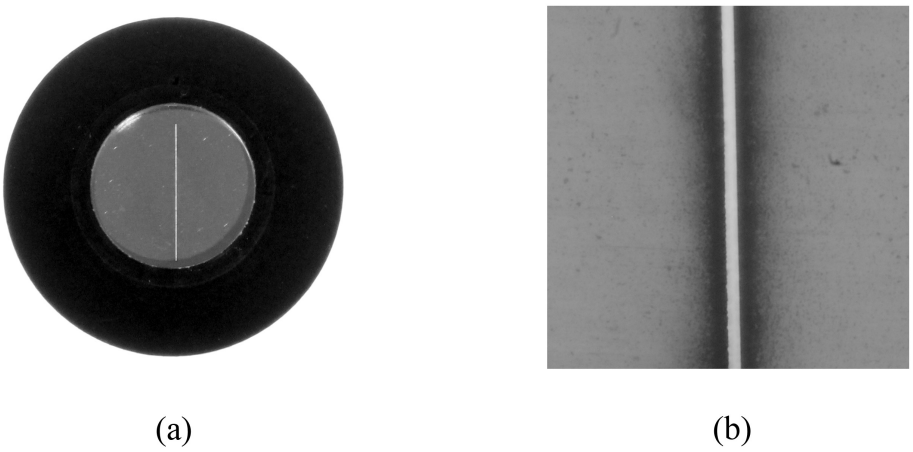


FIGURA 3.4: Fotografías de la rendija de 15 μm y 10 mm de altura y utilizada en el espectrómetro VIS-NIR de 400-1000 nm. (a) Rendija montada en un soporte de 1". (b) Fotografía aumentada de una sección de la misma.

También se ha valorado la utilización de otro tipo de rendijas, en concreto rendijas fabricadas por deposición metálica sobre sustratos de vidrio. Esta posibilidad fue descartada por problemas relacionados con la aparición de aberraciones

cromáticas debidas a los fenómenos refractivos producidos por la lámina de vidrio y por problemas con las múltiples reflexiones generadas en ella. Otras opciones con las que se consiguen calidades superiores, pero que requieren de un presupuesto mucho mayor, son las fabricadas con técnicas como *electron beam lithography* y *reactive-ion etching* [20, 41].

3.2.3. Espejos esféricos

Los espejos utilizados en los prototipos han sido fabricados por el fabricante y distribuidor de óptica *CVI Melles Griot*. Se trata de superficies esféricas talladas sobre substratos de vidrio BK7 con una capa de aluminio sobre la que se ha depositado una multicapa dieléctrica. Este tratamiento aumenta la reflectancia en el rango visible y proporciona protección y durabilidad frente al ambiente y la manipulación. Los datos de tolerancias en el radio de curvatura proporcionados por el fabricante son del 0.25 % con una calidad de superficie $\lambda/4$ y un *Scratch-Dig* de 40-20. Para el espectrómetro VIS-NIR de 400-1000 nm se han utilizado dos espejos con un diámetro de apertura de 65 mm y 128 y 135 mm de radio de curvatura. En el caso del espectrómetro VIS 530-660 nm, sólo es necesario utilizar un espejo de 137 mm de radio de curvatura y 105 mm de diámetro de apertura. En este espectrómetro, gran parte de la superficie del espejo no es utilizada (tal y como se puede apreciar fácilmente en la figura 2.18) y en un prototipo posterior puede ser interesante recortar la parte del espejo no utilizada para construir un instrumento más compacto.

Un dato importante es el estudio de la tolerancia en el valor del radio de curvatura de los espejos. El dato del 0.25 % proporcionado por el fabricante pueden suponer hasta 320 μm de diferencia para un radio de 128 mm. Esta diferencia implica una desviación relativamente importante con respecto al valor de diseño. Sin embargo, después de comprobar de forma interferencial el valor del radio para los espejos de 128 y 135 mm en el laboratorio, se encontraron mínimas diferencias entre el valor nominal y el medido con una diferencia correspondiente a un error menor de 100 μm.

3.2.4. Redes de difracción

La técnica de diseño empleada requiere únicamente de redes de difracción convexas con perfil clásico, es decir, con surcos equiespaciados perpendiculares a una recta en un plano tangente a la superficie en el centro de la red. Los parámetros de la red que se tienen en cuenta para el diseño son: el paso de la red, el radio de curvatura y la apertura del substrato. El patrón de surcos de la red (*blaze*), no influye en el diseño ni en la calidad óptica de la imagen, sin embargo es un factor fundamental a la hora de determinar la cantidad de luz que se reparte en cada uno de sus órdenes. Idealmente, lo mejor sería que el 100 % de la luz fuera en el orden de difracción utilizado en el diseño. El resto de la radiación repartida en otros órdenes no es aprovechada, provocando pérdidas y pudiendo causar posibles reflejos o fantasmas (*ghosts*) en la imagen.

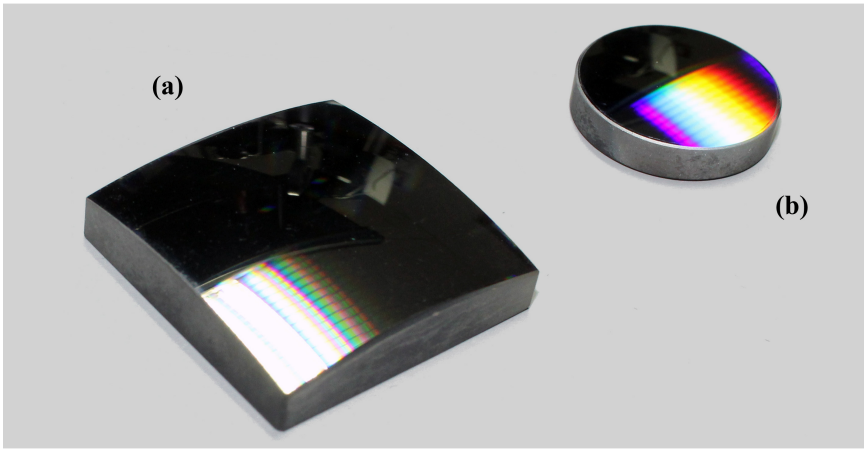


FIGURA 3.5: Imagen de las redes de difracción convexas utilizadas. Se trata de redes de difracción holográficas reflectantes de aluminio sobre substratos de vidrio. En la izquierda (a) se muestra la red de 150 lineas/mm utilizada en el espectrómetro VIS-NIR de 400-1000 nm. En la parte derecha (b) se muestra la red de 900 lineas/mm utilizada en el espectrómetro VIS de 530-660 nm. En la figura se observa que esta red es más eficiente que la anterior en uno de sus órdenes. Esto es debido a que al tener una densidad de surcos mayor, la radiación se distribuye en menos órdenes de difracción.

Ambos prototipos, han sido construidos utilizando redes de difracción convexas holográficas reflectantes de aluminio sobre substratos de vidrio (ver figura 3.5). El perfil de los surcos de ambas redes no está optimizado, con lo que la pérdida de luz en los diferentes órdenes no es despreciable. Una red de difracción convexa con una alta eficiencia en el orden de difracción adecuado, es un componente poco habitual y de difícil fabricación y sería responsable de elevar considerablemente el coste del prototipo. En este caso las redes de difracción utilizadas permiten la construcción de prototipos totalmente útiles y viables aunque el uso de redes de difracción más eficientes resultaría en un mayor aprovechamiento de la radiación.

Como se aprecia en la imagen 3.5, la red del prototipo VIS-NIR (3.5(a)), tiene forma cuadrada al contrario que la del prototipo VIS (3.5(b)). Esto es debido a que una red de difracción cuadrada podruciría un viñeteo considerable en la configuración fuera de plano del prototipo VIS, sin embargo, el uso de una red cuadrada no representa ningún problema en un prototipo con una configuración en plano. El efecto del viñeteo de una red cuadrada en ambos prototipos resulta evidente observando las figuras 2.13 y 2.16 del capítulo anterior donde se muestra el análisis del viñeteo en ambos prototipos realizado con el programa OSLO-EDU.

3.2.5. Sistema de detección

Como matriz de detectores bidimensional se emplea, como es habitual en los rangos espectrales de diseño de ambos prototipos, una cámara CCD. Se trata de una cámara *QImaging Retiga* 2000*R* (ver figura 3.6) monocromática de 12 bits con un sensor de 11.84 x 8.88 mm y 1600 x 1200 píxeles con un tamaño de 7.4 x 7.4 μm. Esta CCD, proporciona una alta sensibilidad en el rango VIS-NIR permitiendo su utilización en condiciones de baja luminosidad. Dispone de un formato óptico tipo montura *C* y una interfaz digital tipo *IEEE 1394 FireWire*.

Aunque ambos prototipos han sido diseñados para su utilización de una cámara con un tamaño de sensor de 2/3" como se ha comentado anteriormente, en su lugar se ha utilizado una CCD con un tamaño de sensor ligeramente superior.

FIGURA 3.6: Fotografías de la cámara *QImaging Retiga* 2000*R* utilizada como sistema de detección en ambos prototipos. Se trata de una CCD monocromática de 12 bits con un sensor de 11.84 x 8.88 mm y 1600 x 1200 píxeles con un tamaño de 7.4 x 7.4 μm.

La cámara de 2/3" para la que se ha diseñado el sistema no estaba disponible debido a que estaba siendo utilizada para una aplicación diferente. Sin embargo, en el laboratorio se dispone de otra cámara, la *QImaging Retiga* 2000*R* descrita ateriormente, que posee las mismas medidas exteriores que la cámara de 2/3" y en la los píxeles extra de su CCD (debido al mayor tamaño del sensor) facilitan el posicionamiento del plano imagen en ambos prototipos.

3.3. Técnicas de alineamiento

3.3.1. Introducción

Una de las principales características de los diseños de espectrómetros Offner presentados es que tanto de los espejos como la red de difracción se disponen siempre en una configuración concéntrica. Para alcanzar la concentricidad, se necesita un método que permita alinear cada superficie esférica teniendo en cuenta

la posición de su centro de curvatura. La idea general de la técnica empleada se muestra en la figura 3.7 que consiste en focalizar con un sistema óptico un haz plano en el centro de curvatura de una superficie reflectante. En esta configuración, el haz reflejado vuelve a atravesar el sistema convergente colimado y exactamente en la misma dirección que el haz incidente.

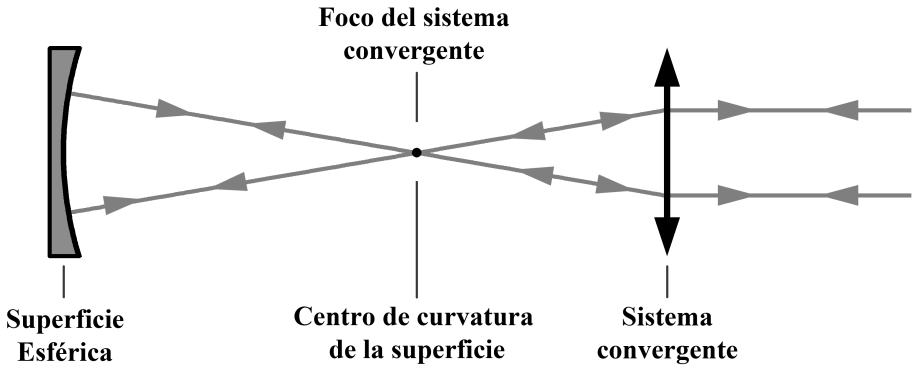
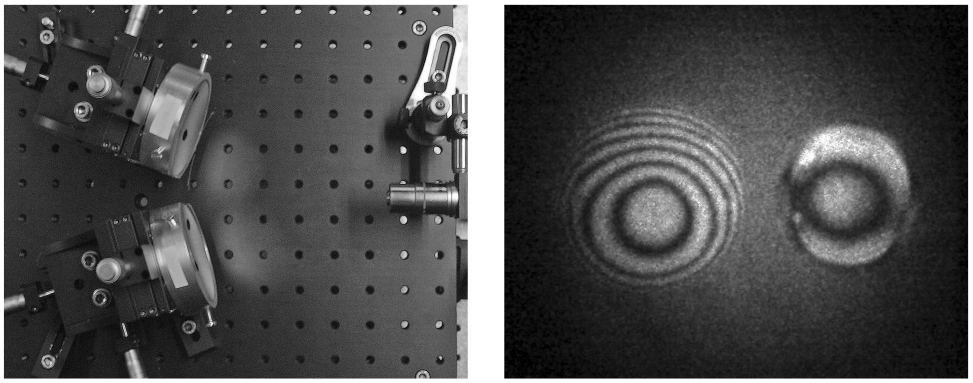


FIGURA 3.7: Esquema de la trayectoria de la luz en un sistema óptico formado por un sistema convergente y un espejo esférico con su centro de curvatura y el foco del sistema convergente acoplados.

Como ejemplo de aplicación de esta idea, se presenta el procedimiento utilizado en en Mouroulis and McKerns [41] para alcanzar la concentricidad de los dos espejos cóncavos de un sistema Offner. Se utiliza un interferómetro de Michelson-Morley iluminado con un haz colimado en el que en uno de los brazos se sitúa un objetivo de microscopio y, a continuación, el elemento esférico de interés. Este interferómetro también es conocido como una variante del interferómetro Twyman–Green utilizado para la evaluación de la calidad de sistemas ópticos [92]. Con un objetivo con la apertura numérica adecuada es posible iluminar simultáneamente ambos espejos (ver figura 3.8). Cuando el centro de curvatura del espejo se encuentre en el plano focal del objetivo, la onda plana incidente volverá a salir colimada, saliendo únicamente en la misma dirección cuando el centro de curvatura de cada espejo se sitúe en el punto focal del objetivo.



(a) **(b)**

FIGURA 3.8: (a) Montaje en el laboratorio donde se puede apreciar, en uno de los brazos de un interferómetro Twyman–Green, ambos espejos y un objetivo de microscopio que actúa como sistema óptico convergente de gran apertura numérica.(b) Imagen de la pantalla de observación del interferómetro anterior iluminado con un haz colimado proveniente de un láser de He-Ne de 632.8 nm. Las franjas aparecen por la interferencia del haz plano y la onda, con cierta vergencia, proveniente de cada espejo. Cuando el centro de curvatura y el foco del objetivo de cada espejo están acoplados, dichas franjas desaparecen. En la figura (b) se puede apreciar fácilmente como el espejo de la derecha, con un patrón con menos franjas, presenta un grado de colimación mayor.

Como se ha explicado en esta sección, la utilización de un interferómetro Twyman–Green iluminado con un haz colimado permite conocer la vergencia del haz de salida y su inclinación con respecto al haz incidente. Sin embargo, es posible realizar un análisis similar con un sistema más simple y compacto utilizando una placa de desplazamiento lateral y una referencia externa.

3.3.1.1. Placa de desplazamiento lateral

La interferometría por desplazamiento lateral (*Lateral shearing interferometry*) se basa en la duplicación de un haz y en la introducción de un desplazamiento lateral entre el haz duplicado y el haz original produciéndose interferencia en la zona de superposición de ambos. Una forma realmente simple de observar

este tipo de interferencia es utilizar una única lámina de vidrio o de otro material transparente de alta calidad, con una ligera cuña entre sus caras, donde la reflexión en una de las caras interfiere con la reflexión en la otra (ver figura 3.9).

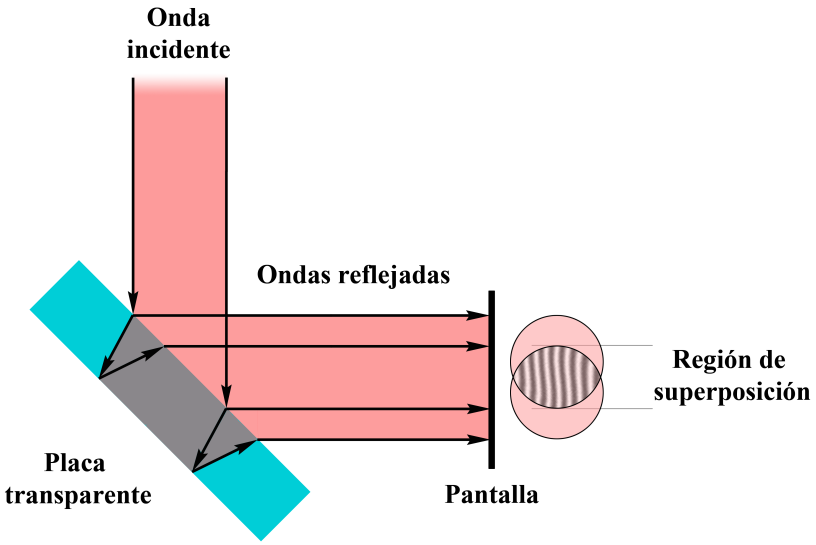


FIGURA 3.9: Diagrama de funcionamiento de una placa de desplazamiento lateral cuando sobre ella incide una onda monocromática plana. Las franjas que aparecen en la pantalla son perpendiculares a la dirección de la cuña cuya dirección en esta figura es perpendicular al plano de la página.

La lámina de desplazamiento lateral utilizada es una placa fabricada por *Newport* de sílice fundida (*Fused Silica*) de alta calidad óptica de aproximadamente 9.4 mm de grosor con unas superficies muy planas ($\lambda/10$ @ 633nm), sin tratamiento superficial y con una ligera cuña de 4.4 arcosegundos entre ellas. Con esta placa resulta relativamente sencillo determinar el grado de colimación de un haz de un tamaño adecuado si la longitud de coherencia del haz es grande comparada con el grosor de la lámina. Cuando un haz colimado incide en la lámina con un ángulo de 45º, aparecen en la pantalla franjas, que serán horizontales si se sitúa la cuña verticalmente. La separación entre las franjas viene dada por $d{=}\lambda/2n\theta$ donde d es la separación entre las franjas n es el índice de refracción de la sílice fundida y θ es el ángulo entre las caras. Cuando el haz que incide en

la placa no está perfectamente colimado, la diferencia de camino óptico entre los haces en la pantalla, aumenta o disminuye y las franjas de interferencia no serán horizontales, no estarán equiespaciadas o ninguna de ambas cosas.

Este procedimiento permite conocer el estado de colimación de un haz de forma interferencial y por lo tanto conocer cuando el centro de curvatura de una superficie se sitúa en el plano focal de un sistema óptico sin la necesidad de usar un interferómetro con otro brazo como referencia. Sin embargo, para saber además la posición que ocupa el centro de curvatura en dicho plano si que es necesario, al contrario que con un interferómetro Twyman–Green, utilizar una referencia externa que indique la dirección del haz de salida, ya que dicha dirección determina un único punto del plano focal del sistema.

3.3.1.2. Principales retos en el alineamiento de un sistema Offner

En el alineamiento de un espectrómetro tipo Offner concéntrico, existen dos cuestiones fundamentales que deben ser resueltas:

1. Garantizar la concentricidad de las superficies.
2. Asegurar la colocación de la rendija de entrada en la posición de diseño.

El sistema Offner, al igual que otros muchos sistemas de espejos, está compuesto por superficies reflectantes cóncavas y convexas de modo que la luz en su trayectoria realiza cambios de dirección. En el ejemplo anterior, ilustrado en la figura 3.8, sólo faltaba situar de forma concéntrica la red de difracción pero debido a que se trata de un elemento convexo, no es posible utilizar directamente el mismo sistema. El segundo problema reside en el desarrollo de un método que permita determinar la distancia, a lo largo de una dirección fija, a la que el centro de la rendija de entrada debe estar situada respecto al centro de curvatura.

En la siguiente sección se expone paso por paso el procedimiento completo de alineamiento de los dos prototipos de espectrómetros tipo Offner que se pretenden

implementar y las técnicas utilizadas para resolver ambas cuestiones. El proceso de alineamiento de ambos espectrómetros es idéntico salvo que el espectrómetro en cuadratura dispone de un único espejo cóncavo en lugar de los habituales dos espejos cóncavos de los espectrómetros tipo Offner en plano.

3.3.2. Montaje y alineamiento

En primer lugar es importante no olvidar que el proceso de montaje y alineamiento de un sistema óptico debe ser realizado en un ambiente limpio y seco. Es necesario comprobar la limpieza de todas las piezas y es importante que el material óptico se encuentre protegido, incluso durante el montaje del equipo.

El alineamiento completo de cada uno de los prototipos se realiza en 5 pasos que serán detallados en profundidad a lo largo de esta sección:

1. **Concentricidad de las superficies.**
   - *a*) Elección del centro de curvatura.
   - *b*) Alineamiento de el(los) espejo(s) cóncavo(s).
   - *c*) Alineamiento de la red de difracción.
2. **Colocación de la rendija de entrada.**
3. Alineamiento del detector.
4. Colocación de la óptica externa.
5. Ajustes finales.

Para el alineamiento óptico e interferencial del sistema, se utiliza una fuente láser de diodo emitiendo en 635 nm con una potencia máxima de 8 mW. El láser ha sido escogido por razones de visibilidad y comodidad. Al ser utilizada para alinear elementos totalmente reflectantes, la longitud de onda no es relevante en el alineamiento, independientemente del rango espectral final del instrumento.

3.3.2.1. Concentricidad de las superficies

Para solucionar el problema de la variación de la dirección de incidencia de la luz y conseguir iluminar las tres superficies esféricas con el mismo sistema convergente, se ha desarrollado un método sencillo que utiliza un espejo plano, una lente convergente de focal ligeramente superior al radio de curvatura de la red de difracción convexa y una red de difracción plana auxiliar. Este método se desarrolla en tres etapas presentadas a continuación:

***a*) Elección del centro de curvatura.**

En primer lugar se monta un sistema expansor de haz formado por un objetivo de microscopio y una lente convergente con una relación entre sus focales de forma que a la salida se obtenga un haz colimado de aproximadamente una pulgada de diámetro de apertura. El grado de colimación del haz se evalúa rápidamente con la ayuda de la placa de desplazamiento lateral.

Sobre el tablero donde se pretende instalar el prototipo se sitúa una plataforma de rotación cuyo eje de rotación marcará el lugar donde se situará el centro de curvatura de las tres superficies. Para fijar una dirección de incidencia apropiada, en la misma placa se coloca un espejo plano formando un ángulo de forma que la luz que proviene del láser sea reflejada y pase sobre la vertical del centro de rotación de la plataforma. A continuación, se sitúa concéntricamente un vástago de la altura apropiada en la plataforma y sobre él, una bola esférica de acero a modo de espejo esférico reflectante (ver figura 3.10). Es muy importante que la bola de acero de aproximadamente 1 cm de diámetro quede centrada en la zona de iluminación del haz y que su centro se encuentre sobre el eje de rotación de la plataforma, ya que el centro de la bola se utiliza como referencia para la posición del centro de curvatura de las tres superficies.

Una vez fijada la altura, se sitúa una lente convergente de 80 mm de focal (ligeramente superior al radio de curvatura de la red de difracción) entre el espejo y la bola de forma que su foco este situado en el centro de la bola (ver figura

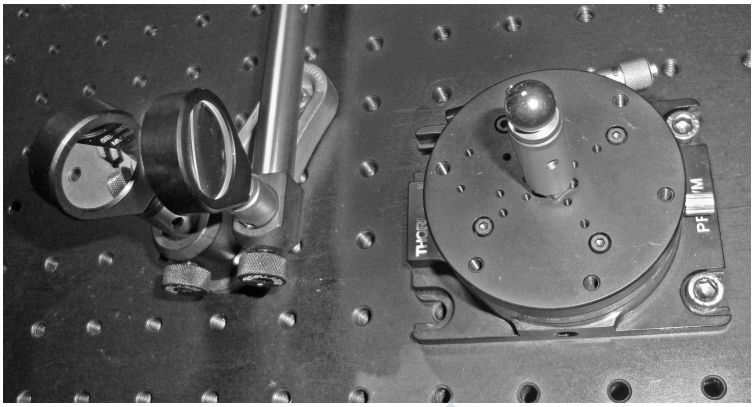


FIGURA 3.10: Imagen donde se aprecia el espejo plano, la lente convergente de 80 mm de focal y la plataforma de rotación sobre la que se sitúa una bola de acero de aproximadamente 1 cm de diámetro que se utiliza como espejo esférico. El foco de la lente está situado en el centro de la bola y marcará la posición del centro de curvatura de las tres superficies.

3.10). Para asegurarse que esto ocurre, se necesita una referencia, ya que como se ha explicado anteriormente, la placa de desplazamiento lateral sólo indica si la onda está colimada.

En un sistema formado por una superficie reflectante y un sistema óptico convergente, existen dos posiciones en las que una onda incidente vuelve a salir del sistema colimada. La primera posibilidad, ya analizada, se produce cuando el centro de curvatura de la superficie se sitúa en el plano focal de la lente. La otra posibilidad es cuando el foco de la lente se sitúa sobre la superficie reflectante. En esta posición, la luz reflejada que vuelve a atravesar la lente convergente no sólo sale del sistema colimada, la dirección de salida es exactamente la misma que la incidente. De esta forma, si se desplaza la lente y se focaliza en la superficie de la bola y se sitúa un divisor de haz entre el láser y el sistema expansor del haz (ver figura 3.11), se puede marcar en una pantalla una referencia. Esta referencia será la que indique, junto con la interferencia producida por la placa de desplazamiento lateral cuando el centro de curvatura de una superficie se encuentra en el punto focal de la lente y no en cualquier otro lugar del plano focal.

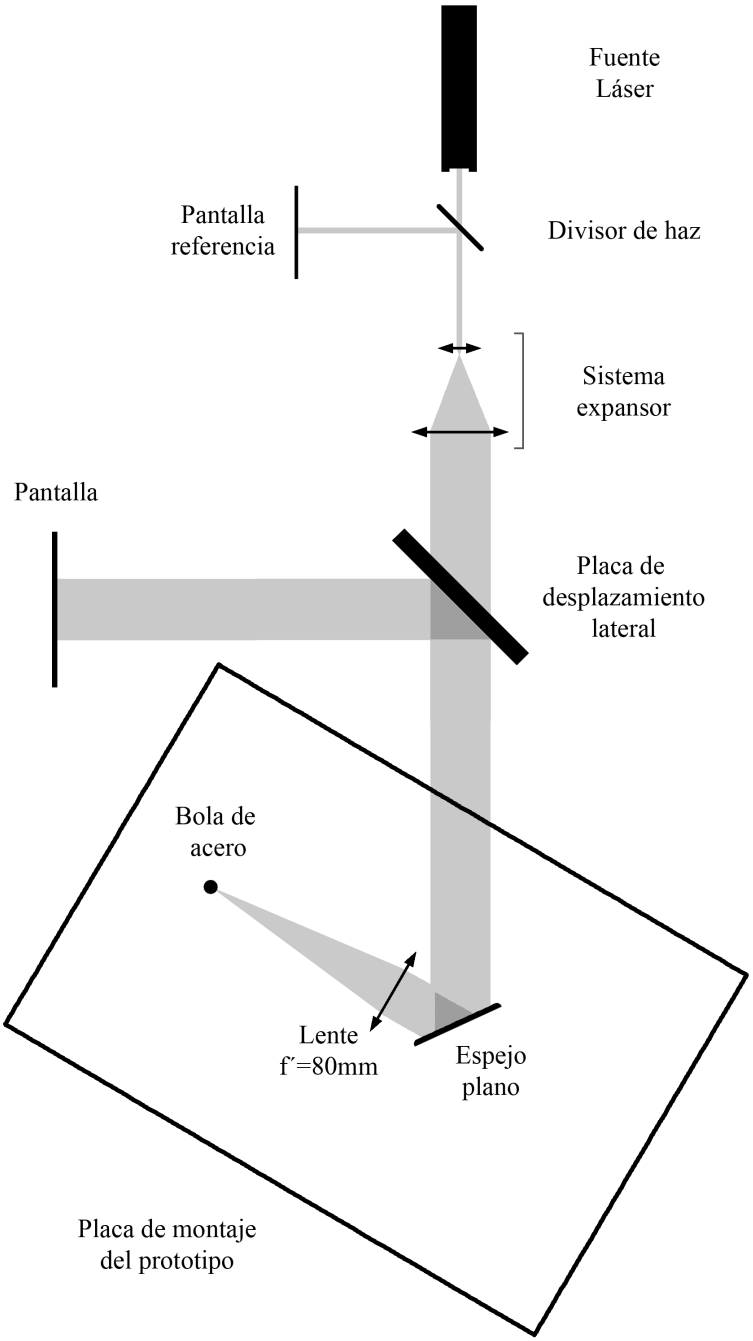


FIGURA 3.11: Esquema completo del montaje realizado para la elección de la posición del centro de curvatura de las tres superficies de un espectrómetro de imagen tipo Offner.

El procedimiento descrito para fijar una referencia externa entre el láser y el sistema expansor de haz resulta muy complicado si se ha realizado un filtrado espacial en el sistema expansor. Esto es debido a que gran parte de la luz que vuelve después de la reflexión en el elemento que se pretende alinear se pierde debido a las dimensiones reducidas de los orificios que se utilizan habitualmente para filtrar espacialmente el haz.

b) Alineamiento de el(los) espejo(s) cóncavo(s).

Para el alineamiento de los dos espejos cóncavos en el espectrómetro VIS-NIR de 400-1000 nm ($M1$ y $M2$) y del único espejo en el VIS de 530-660 nm, se utiliza una red de difracción plana auxiliar. El objetivo de esta red de difracción por reflexión, es iluminar con sus diferentes órdenes ambos espejos tal y como se muestra en la figura 3.12.

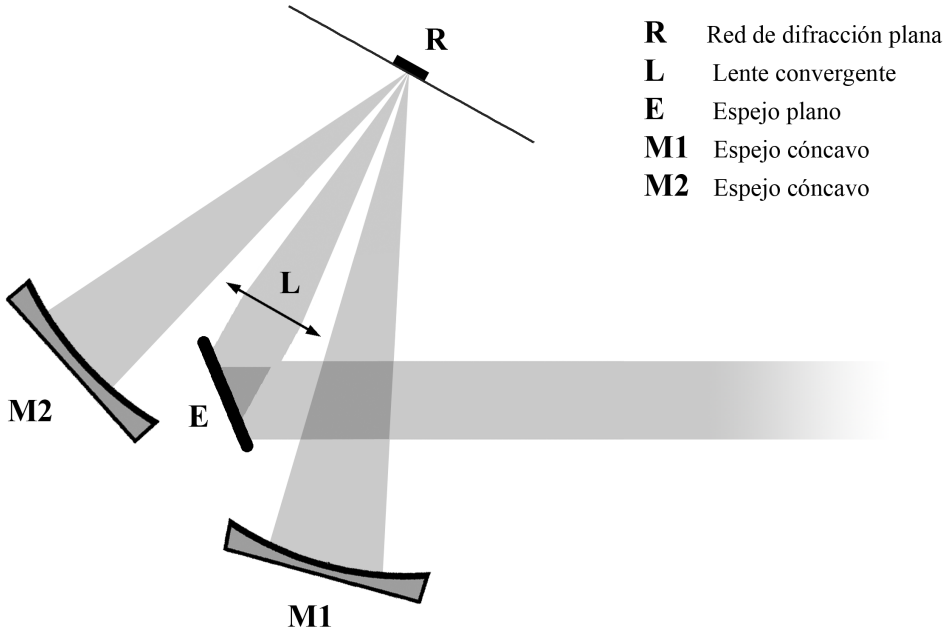
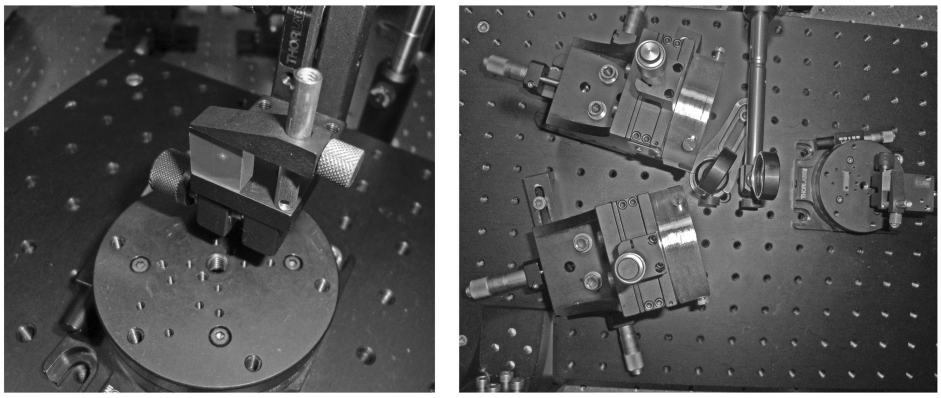


FIGURA 3.12: Esquema de la iluminación de los espejos cóncavos con la red de difracción plana auxiliar situada en el foco de la lente convergente.

Para esto, se sustituye la bola por la red de difracción plana (ver figura 3.13(a)). La red de difracción se sitúa en la posición en la que la placa de desplazamiento lateral indica que la luz reflejada en el orden 0 vuelve colimada, lo que implica que la superficie de la red de difracción plana está situada sobre el eje de la plataforma de rotación (En esta posición, el haz vuelve exactamente por el mismo camino hacia la fuente láser, que coincide con el marcado en la pantalla en el paso anterior).



(a) (b)

FIGURA 3.13: (a) Detalle de la red de difracción plana auxiliar utilizada para situar concéntricamente los espejos M1 y M2. Se trata de una red de difracción plana por reflexión de 12.7 x 12.7 mm con 600 líneas/mm (b) Fotografía del proceso de colocación de los espejos mientras se iluminan con dos órdenes diferentes de la red.

Utilizando una red de difracción con una densidad de líneas por milímetro apropiada, los órdenes de difracción de la red (+1 y -1) iluminan ambos espejos (ver figura 3.12). Iluminando cada espejo de forma independiente, se observa con la placa de desplazamiento lateral y con la referencia en la pantalla cuando ambos centros de curvatura se encuentran en el foco de la lente (ver figura 3.13(b)).

Como curiosidad se comenta otro método para situar el centro de los espejos en el punto focal de la lente sobre la red de difracción sin la ayuda de la placa de desplazamiento lateral ni de la referencia externa. Como se aprecia en la figura

3.12, un orden de difracción ilumina el espejo $M1$. Una vez reflejada en el espejo $M1$, vuelve a incidir en la red de difracción plana y se reparte otra vez en los diferentes órdenes de la red. Uno de estos órdenes, vuelve por la lente convergente y es el que se utiliza para el análisis con la lámina de desplazamiento lateral. En esta situación, si mientras se ilumina el espejo $M1$ se sitúa una pantalla en el orden de difracción que ilumina el espejo $M2$, es posible analizar el patrón interferencial que se forma entre el haz que proviene del espejo $M1$ y el que proviene directamente de la lente. Cuando el centro de curvatura del espejo $M1$ y el foco de la lente se encuentran en la misma posición, el campo observado en la pantalla será uniforme. La interferencia se produce en cada uno de los diferentes órdenes de difracción (no sólo en el que ilumina $M2$) y la visibilidad del patrón interferencial observado depende de las relaciones de eficiencia entre los órdenes involucrados de la red de difracción utilizada. De esta forma es posible situar concéntricamente con una gran precisión y de forma sencilla dos superficies esféricas sin la necesidad de utilizar ningún interferómetro. En el método de alineamiento realizado, se necesita la placa de desplazamiento lateral en otros muchos pasos por lo que este método para alcanzar la concentricidad de las dos superficies cóncavas no ha sido utilizado y se comenta sólo como una posibilidad.

El procedimiento para situar el centro de curvatura del único espejo del espectrómetro VIS de 530-660 nm en el foco de la lente se realiza del mismo modo que el descrito en este apartado. En este caso la red de difracción plana auxiliar debe iluminar, con al menos uno de sus órdenes, una parte del espejo. Dependiendo de la red y de tamaño del espejo, incluso puede llegar ser iluminado por varios órdenes diferentes como es el caso del montaje realizado. La iluminación de la superficie con diferentes órdenes de difracción tiene la ventaja de poder tener en cuenta diferentes zonas de la superficie a la hora de realizar el alineamiento de la misma.

c) Alineamiento de la red de difracción.

Una vez situados los espejos en su posición final, se retira la red de difracción plana y se sitúa la red de difracción convexa sobre la plataforma de rotación. Como se ha explicado anteriormente, el centro de curvatura de los elementos, marcado por el foco de la lente, esta situado sobre el eje de rotación de dicha plataforma. Esto permitirá rotar la red de difracción sin perder la concentricidad para asegurarse de que sea la red de difracción convexa la que actúa como diafragma de apertura.

Para su alineamiento, se ilumina directamente con la luz que proviene de la lente convergente (ver figura 3.14). Aprovechando el orden cero de la red de difracción convexa y con la ayuda de la placa de desplazamiento lateral y la referencia externa, se alcanza finalmente la concentricidad de las tres superficies.

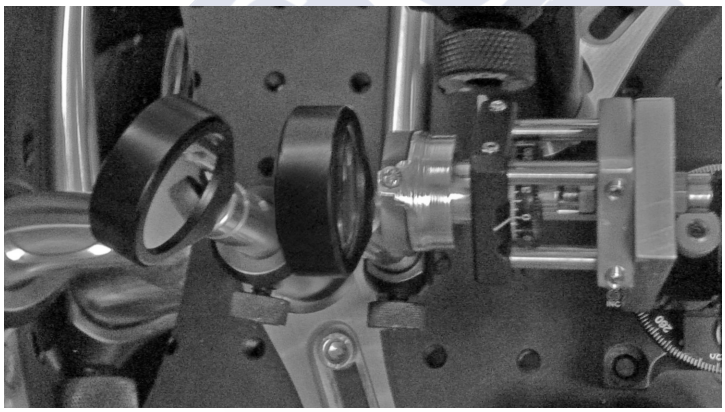


FIGURA 3.14: La red de difracción se sitúa utlilizando la luz que proviene directamente de la lente convergente y se aprovecha el orden 0 ya que es el que asegura que el centro de curvatura de la red este sobre el foco de la lente.

En este paso, es preciso asegurarse de que el haz no ilumine la red con un ángulo próximo a incidencia Littrow [93] ya que en esta configuración el haz también vuelve colimado y en la misma dirección sin que el centro de curvatura y el foco de la lente estén acoplados. Por otra parte, es importante en el posicionamiento de la red asegurarse que los surcos tengan una orientación vertical ya que la orientación de los surcos determina la dirección de la dimensión espectral del

instrumento dada por el plano de difracción. Esto se comprueba y se ajusta iluminando la red y rotándola hasta que el plano que contiene los órdenes de difracción sea horizontal, ya que en el proceso de alineamiento se pretende que el plano de difracción sea paralelo a la placa donde se montan los prototipos.

3.3.2.2. Colocación de la rendija de entrada.

El otro aspecto fundamental en el montaje de los prototipos de laboratorio es colocar la rendija de entrada en la posición de diseño. El método explicado a continuación es necesario realizarlo previamente a la colocación de la red de difracción convexa, ya que es necesario utilizar la luz que alcanza el punto focal de la lente convergente y la red de difracción convexa bloquea dicha luz. El método consiste en recoger la luz que proviene de dicha lente con un objetivo de microscopio situado sobre una plataforma de traslación de largo recorrido y se busca que se produzca una incidencia normal en un divisor de haz situado sobre la misma plataforma de forma que la parte de la luz reflejada en el divisor de haz vuelva a atravesar el objetivo y la lente convergente (ver posición 1 de la figura 3.15). Se desplaza el objetivo y se comprueba, con la placa de desplazamiento lateral, que la onda reflejada en el divisor de haz y que vuelve a atravesar el objetivo y la lente convergente está colimada y que incide en la misma referencia en la pantalla. Se debe comprobar, y resulta trivial hacerlo, que el objetivo no esté formando imagen del punto focal de la lente sobre el divisor de haz, si no que el foco del objetivo se encuentra en el plano focal de la lente, de forma que al divisor de haz llega, y por lo tanto se refleja, una onda plana.

A continuación se utiliza la plataforma de traslación para desplazar la cantidad deseada el bloque objetivo y divisor de haz en una dirección paralela a la cara del divisor. La cara del divisor de haz, junto con el centro de curvatura, determinan el plano xy según la notación de la figura 2.10. Si el diseño lo requiere, como es el caso del espectrómetro VIS-NIR donde la posición de la rendija se encuentra fuera del plano xy, se desplaza la distancia apropiada en la dirección perpendicular hasta alcanzar la posición de diseño. Una vez desplazado en bloque (ver

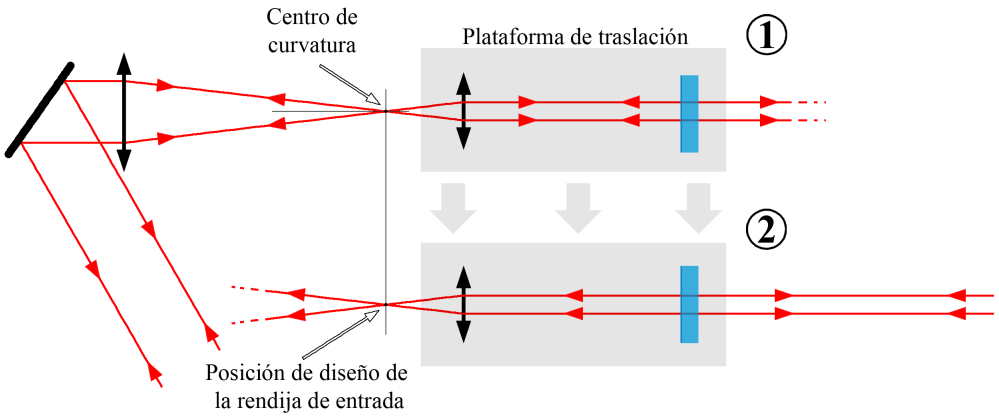
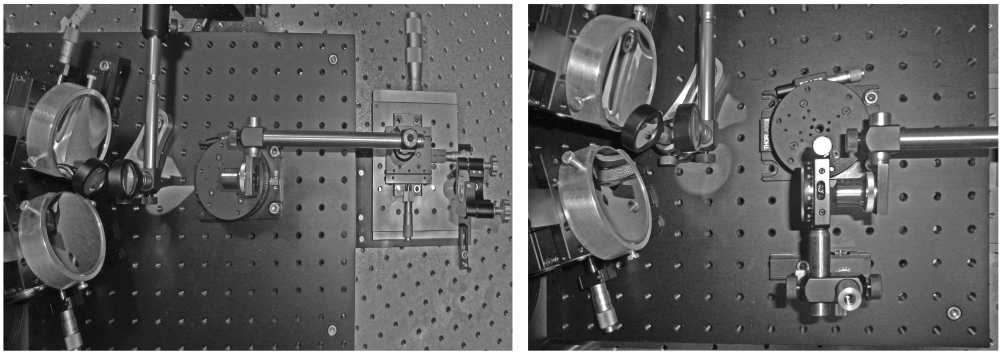


FIGURA 3.15: Esquema del proceso de colocación de la rendija de entrada. En la posición 1, se alinean el objetivo de microscopio, el divisor de haz y la plataforma de traslación. En la posición 2, el bloque se trasladada y se ilumina desde atrás para marcar la posición del centro de la rendija de entrada

posición 2 de la figura 3.15), se ilumina el divisor de haz desde atrás con un haz colimado. Se alinea el haz para que este incida normal a la superficie del divisor. Cuando esto ocurre, la luz que llega al objetivo focaliza en el punto donde se debe situar el centro de la rendija de entrada.

Las rendijas utilizadas, de 10 y 15 μm se sitúan horizontalmente de forma sencilla observando el momento en el que la luz transmitida por la rendija es máxima. En el posicionamiento del centro de la rendija en la dirección vertical, no es necesario alcanzar una gran precisión debido a la utilización de rendijas de longitud mayor (10 mm) que las de diseño (8.8 mm en el VIS-NIR y 6 mm en el VIS). Para colocar la rendija verticalmente se rota 90º y se comprueba que está aproximadamente centrada en altura.

En la figura 3.16 se muestran dos fotografías tomadas durante el proceso de colocación de la rendija.



(a) (b)

FIGURA 3.16: Fotografías del proceso de colocación de la rendija de entrada en el espectrómetro VIS-NIR de 400-1000 nm. (a) Fotografía donde se muestra la plataforma de traslación con el objetivo y el divisor de haz. (b) Imagen donde el bloque formado por el objetivo y el divisor de haz se encuentra desplazado la distancia correspondiente a la posición de diseño. La rendija de entrada se coloca en una montura rotatoria y sobre una plataforma xyz.

3.3.2.3. Alineamiento del detector

La cámara CCD utilizada tiene unas medidas exteriores (ver figura 3.6) que hacen difícil colocarla en el plano adecuado debido a problemas de espacio con las plataformas y soportes de la red de difracción. Para evitar este problema se ha incluido un prisma con su superficie diagonal metalizada situada delante del detector a 45º con el fin de desviar el haz y permitir la colocación del detector en un plano más accesible (ver figura 3.17).

En primer lugar como se puede observar en al figura 3.17, se puede orientar para que desvie el haz de forma que el plano de detección se mantenga vertical o para que desvie el haz hacia arriba y situar el plano de la CCD horizontal. Esta opción ha sido la opción final elegida para ambos prototipos. Las razones para utilizar la cámara en esta orientación han sido motivadas por el sistema para soportar y posicionar la CCD. Con una pieza como la de la figura 3.2, el sistema de detección se coloca de forma más robusta con un sistema de giro que

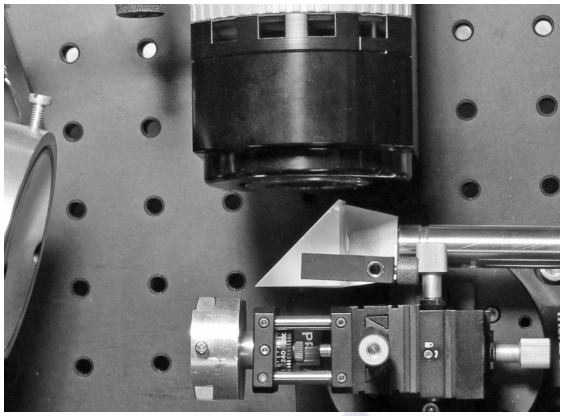


FIGURA 3.17: Fotografía donde se aprecia el prisma espejado que actúa como espejo deflector y la posición del sistema de detección en una primera configuración del espectrómetro VIS-NIR de 400-1000 nm. Por razones de visibilidad del prisma, se muestra esta configuración y no la configuración final del prototipo en la que el plano de detección se sitúa paralelo al plano de la página.

permite rotar la CCD con respecto a su centro y corregir así pequeñas rotaciones sin traslaciones apreciables.

Para situar el detector en el plano adecuado, se busca la posición de mejor imagen espectral-espacial en el rango de diseño del aparato con la ayuda de diferentes lámparas espectrales y una fuente de luz blanca con una rendija de anchura variable. En este punto, esta posición es provisional y se tratará de afinar en los pasos siguientes.

3.3.2.4. Colocación de la óptica externa

Antes de colocar el sistema de detección en su posición final, es necesario situar la óptica externa u otro sistema que asegure la utilización total de la apertura numérica del sistema. La rendija de entrada debe por lo tanto estar correctamente iluminada de forma que permita encontrar la posición óptima del plano imagen para el número f de diseño.

El proceso consiste en colocar el objetivo formador de imagen y enfocar a la distancia de interés, teniendo en cuenta que el eje óptico del objetivo debe coincidir con la dirección del rayo que pasa por el centro de la rendija y que incide en el centro del diafragma de apertura, la red de difracción, que es el rayo base del sistema utilizado para el diseño teórico del espectrómetro.

3.3.2.5. Ajustes finales

Una vez colocada la óptica externa, y utilizando el número f de diseño, se localiza el plano de mejor imagen espacial-espectral. La imagen espectral se analiza en diferentes longitudes de onda iluminando la rendija con fuentes de luz espectralmente estrechas en el rango espectral de diseño del instrumento. La calidad de imagen espacial se evalúa con objetos iluminados con luz blanca como pueden ser líneas negras o rendijas variables auxiliares.

Finalmente, en un espectrómetro de imagen es muy importante que la dimensión espectral y espacial se sitúen lo más perpendicularmente posible y, a su vez, que coincidan con los ejes de la matriz de detectores. Esto se consigue situando una de las dimensiones de la CCD paralelamente a los surcos de la red de difracción y a la rendija de entrada. En el caso de los prototipos alineados, la rendija y los surcos de la red se disponen en una dirección vertical: la dirección de dispersión se produce en una dirección horizontal mientras la dimensión espacial es vertical.

En primer lugar se alinea la CCD con la red de difracción. Esto se realiza formando imagen con la óptica externa de una rendija auxiliar variable perpendicular a la rendija de entrada e iluminada con luz a blanca, del mismo modo que para la búsqueda del plano imagen. En el detector se observará una línea que indica la dimensión espectral del instrumento. Rotando la CCD se eliminan las pequeñas inclinaciones con uno de los ejes de la matriz. Una vez realizado este paso, se ilumina toda la rendija con una lámpara espectral o un láser y se rota la misma hasta que las imágenes espectrales de la rendija coincidan con la otra dimensión de la CCD.

3.4. Prototipos ensamblados

En esta sección se resumen las principales características y se muestran algunas fotografías de los dos prototipos ensamblados y alineados en el laboratorio con el método descrito.

3.4.1. Prototipo 1. Espectrómetro VIS-NIR 400-1000 nm

El prototipo 1, un espectrómetro de imagen en el rango VIS-NIR de 400 a 1000 nm, utiliza como óptica externa un objetivo refractivo de *Schneider Optics 1.4/23 mm* corregido en aberraciones para el rango 400-1000 nm. Este objetivo forma imagen sobre una rendija de 15 μm x 10 mm. Aunque la rendija tiene 10 mm de longitud, el diseño sólo utiliza 8.8 mm que corresponden con el tamaño de la dimensión mayor de un sensor CCD de 2/3". A continuación, tres elementos esféricos reflectantes situados concéntricamente (2 espejos cóncavos y una red de difracción convexa) forman imágenes de la rendija separadas espacialmente según su longitud de onda sobre una CCD monocromática de 12 bits con un sensor de 1600 x 1200 píxeles con un tamaño de 7.4 μm. Los espejos cóncavos de 65 mm de diámetro, tienen radios de curvatura 128 y 135 mm. La red de difracción clásica tiene una densidad de 150 líneas/mm, un diámetro de apertura de 29 mm y un radio de curvatura de 70 mm. La red actúa como diafragma de apertura del sistema, fijando un número f de 2.4. Por razones prácticas, se sitúa entre los espejos y la CCD un prisma que actúa como espejo plano para desviar el haz y situar la cámara verticalmente. La longitud útil de 8.8 mm de la rendija de entrada corresponden a aproximadamente 1190 píxeles espaciales con una dispersión de aproximadamente 0.095 $nm/\mu m$ a lo largo de 6.3 mm (860 píxeles espectrales). El instrumento está preparado para trabajar agrupando píxeles (*binning*) de forma que la información recogida en 16 píxeles contiguos (4x4) pasa a convertirse en un único valor. Esta operación reduce el número de bandas del instrumento a 298 bandas espaciales y 215 bandas espectrales.

En la figura 3.18 puede verse una fotografía de una versión previa del prototipo final donde el sistema de detección estaba colocado en otra posición. Sin embargo, en esta fotografía, se observan mejor los diferentes elementos que componen el sistema. En la figura 3.19 se muestran las fotografías del prototipo final, donde la posición de la cámara CCD no permite observar con claridad todos los componentes.

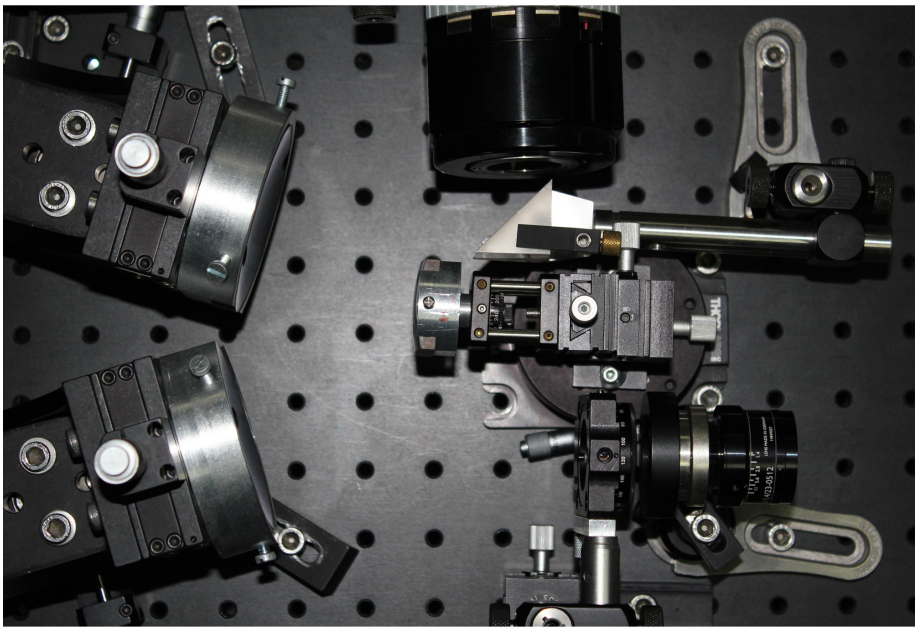


FIGURA 3.18: Fotografía de una versión previa del espectrómetro VIS-NIR de 400 a 1000 nm ensamblado y alineado con el método descrito en este capítulo en la que resulta sencillo identificar los diferentes elementos ópticos y optomecánicos que lo conforman.

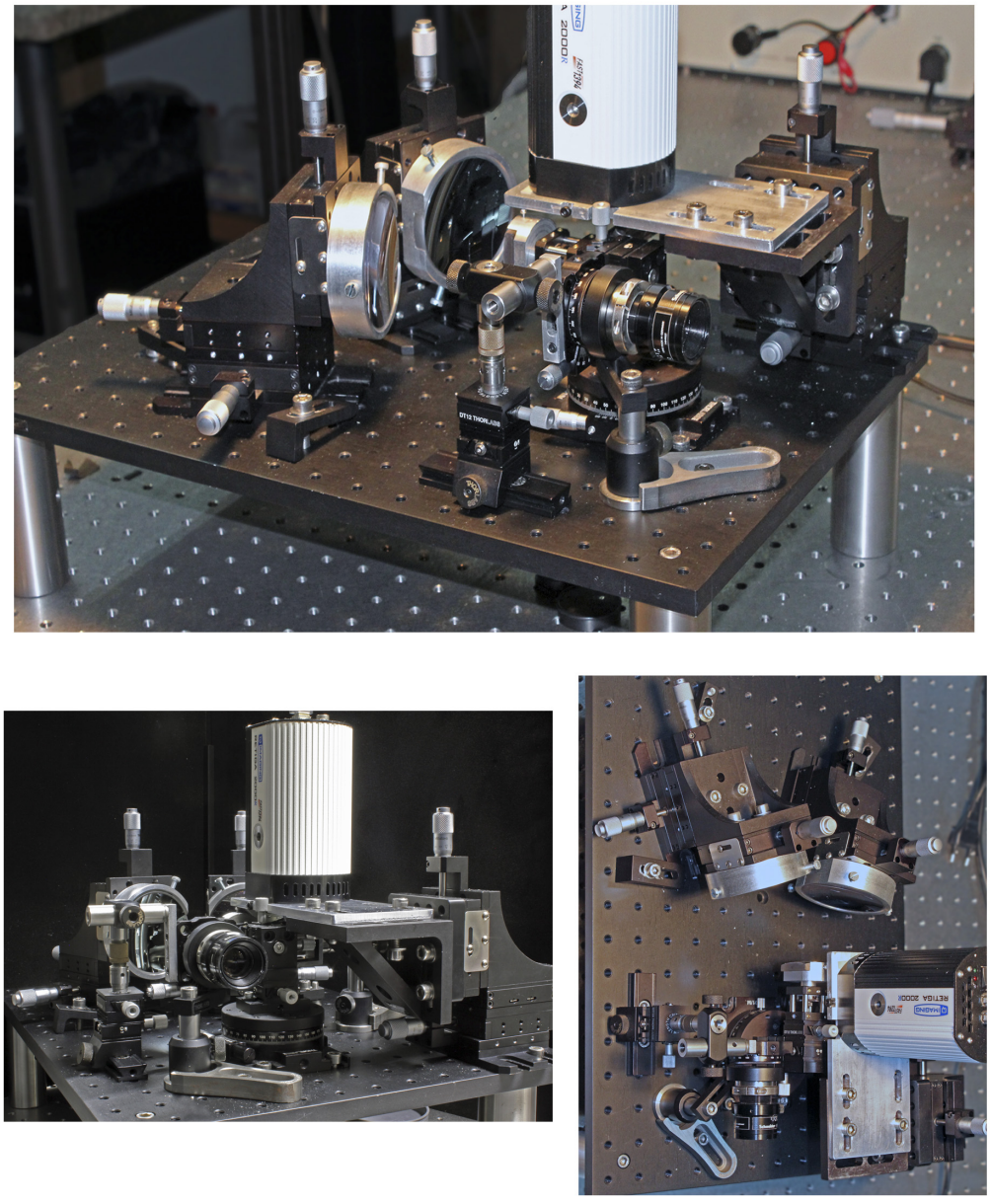


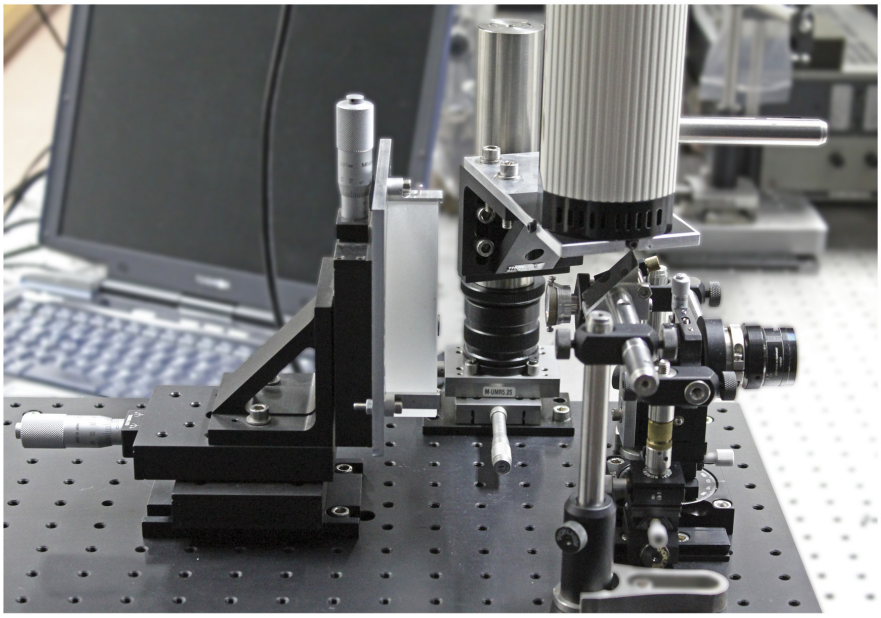
FIGURA 3.19: Fotografías del prototipo de espectrómetro de imagen VIS-NIR de 400-1000 nm en plano ensamblado y alineado con el material y el método descrito en este capítulo.

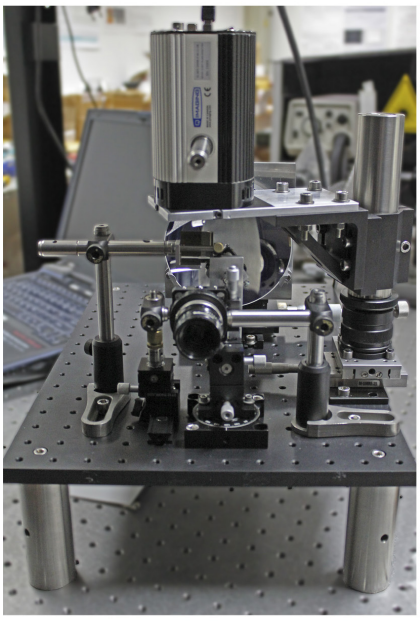
3.4.2. Prototipo 2. Espectrómetro VIS 530-660 nm

El prototipo 2, cubre el rango visible desde 530 a 660 nm y utiliza el mismo objetivo refractivo de *Schneider Optics 1.4/23 mm.* El objetivo forma imagen sobre una rendija más fina, de 10 μm x 10 mm cuya longitud útil es de 6 mm. En este caso, dos elementos esféricos reflectantes situados concéntricamente (un espejo cóncavo utilizado en doble paso y una red de difracción convexa trabajando en una configuración fuera de plano), forman las imágenes de la rendija sobre la misma CCD monocromática de 12 bits con un sensor de 11.84 x 8.88 mm y 1600 x 1200 píxeles con un tamaño de 7.4 μm. El único espejo cóncavo de este prototipo tiene 105 mm de diámetro de apertura y un radio de curvatura de 137 mm. La red de difracción convexa clásica tiene 900 líneas/mm, diámetro de apertura de 21 mm y 70 mm de radio de curvatura al igual que en el prototipo 1. La red actúa igualmente como diafragma de apertura del sistema, fijando un número f máximo de 3.3 y también se utiliza un prisma espejado para desviar el haz y situar la cámara verticalmente.

El prototipo montado cubre 130 nm a lo largo de 8.2 mm (1100 píxeles espectrales) con una dispersión de aproximadamente 0.0160 $nm/\mu m$ y los 6 mm de rendija de entrada útil, equivalen a aproximadamente 810 píxeles espaciales. Utilizando como en el caso anterior *binning* 4, el número de bandas se reducen a 277 bandas espectrales y 203 bandas espaciales.

Diversas fotografías del prototipo 2 pueden verse en la figura 3.20.





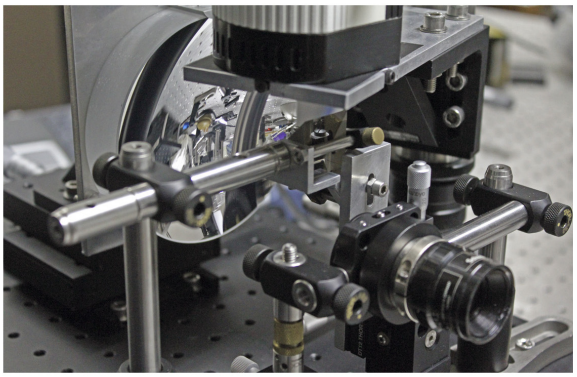


FIGURA 3.20: Fotografías del prototipo de espectrómetro de imagen VIS de 530-660 nm en cuadratura ensamblado y alineado con el material y el método descrito en este capítulo.

3.5. Conclusiones

El material utilizado y la técnica descrita permiten alinear de forma completa cualquiera de los diseños de espectrómetros de imagen tipo Offner realizados, tanto configuraciones con uno como con dos espejos cóncavos. El principal problema que se ha encontrado para su montaje ha sido la miniaturización que se pretende conseguir, ya que la falta de plataformas, soportes o elementos específicos, dificultan la construcción de equipos de tamaño reducido.

La principal característica del sistema Offner, y el punto más importante en su alineamiento, es la disposición concéntrica de las superficies esféricas de las que consta. Esta característica implica, con un método de alineamiento adecuado, una reducción de grados de libertad que permite un alineado rápido y sencillo sin la necesidad de complejos y costosos sistemas de posicionamiento.

El procedimiento completo de alineamiento es algo laborioso pero siguiendo el protocolo explicado a lo largo de este capítulo se puede, una vez que el material necesario se encuentra preparado, realizar todo el proceso de alineado en menos de 4 horas.

Conclusions

The material and the technique presented in this paper allow the alignment of any designs of Offner imaging spectrometer in both configurations (with one or with two concave mirrors). The principal challenge is miniaturization of devices, since the lack of platforms, supports or specific elements makes difficult the building of reduced size devices.

The main characteristic of the Offner system, and the most important point in its alignment, is the concentric arrangement of the spherical surfaces involved. This characteristic implies, with a proper alignment method, a reduction of the degrees of freedom which allows quick and easy alignment without the need for complex and expensive positioning systems.

The entire alignment procedure is somewhat laborious but following the protocol explained throughout this chapter it is possible to carry out all the alignment process in less than 4 hours once the required material is prepared.

Capítulo 4

Caracterización y calibración de prototipos

This chapter addresses the analysis of the quality of the two Offner imaging spectrometers mounted in the laboratory by using the procedure described in the previous chapter. First, the techniques used for spectral calibration and optical characterization of the prototypes are detailed. Next, the final results are presented and discussed.

En este capítulo se procede al análisis de la calidad de los espectrómetros de imagen Offner montados en el laboratorio utilizando el procedimiento descrito en el capítulo anterior. En primer lugar se exponen las bases de las técnicas empleadas para la calibración espectral y caracterización óptica de los prototipos construidos y a continuación se muestran los resultados obtenidos.

4.1. Técnicas de caracterización y calibración

Todo sistema de medida requiere cierta caracterización y calibración para obtener medidas fiables, precisas y veraces de una magnitud física. En esta sección se presentan las pruebas de caracterización y calibración realizadas en el laboratorio

con las que se pretende por un lado ajustar con la mayor exactitud posible los datos obtenidos con el instrumento con los valores de la magnitud que ha de medir y por otro lado presentar ciertas especificaciones del sistema de modo que sea posible la evaluación de su calidad y la comparación con otros instrumentos similares.

La caracterización óptica de un sensor hiperespectral se puede dividir en tres grandes partes: caracterización y calibración espectral, espacial y radiométrica. Diferentes parámetros técnicos son frecuentemente utilizados como figuras de mérito en cada una de esas categorías. Para evaluar la calidad de imagen se analiza la respuesta de impulso o la función de transferencia del sistema, la relación de Strehl [94], la distancia de muestreo sobre el terreno GSD (*Ground Sample Distance*) [54] o valores de la distorsión espacial propia de este tipo de instrumentos. En la parte espectral se analiza el rango espectral, la anchura de la respuesta de impulso espectral o la distorsión espectral. En estas dos partes, se incluyen otros parámetros que hay que considerar en cuanto a la calidad espacial-espectral como son la aparición de artefactos debidos a luz difusa (*stray ligth*), reflejos indeseados, órdenes múltiples... La calibración y caracterización radiométrica incluye otros parámetros electro-ópticos como la linealidad, el rango dinámico, la relación señal ruido o la estabilidad temporal y térmica.

A parte de la descripción de las características ópticas, existen otros parámetros o especificaciones importantes en un sistema hiperespectral que no son tratados en este trabajo como pueden ser su tamaño, manejabilidad, potencia eléctrica consumida, coste...

4.1.1. Fundamentos de las técnicas empleadas

La resolución de un sistema electro-óptico formador de imagen puede ser descrita en parte a través de la denominada respuesta de impulso del sistema $h(x, y)$, o de su transformada de Fourier $\hat{h}(\xi, \eta)$, la función de transferencia del sistema donde las variables (x, y) son coordenadas espaciales y (ξ, η) son las frecuencias espaciales en las direcciones x e y. La respuesta de impulso de un sistema óptico

se conoce como función de dispersión de punto o PSF (*Point Spread Function*) que, como su propio nombre indica, es la imagen formada por el sistema de un objeto puntual. Un objeto continuo $O(x, y)$ puede modelarse por una serie de fuentes puntuales, cada una con un valor proporcional a la irradiancia del objeto en ese punto. En un sistema óptico isoplanático y lineal la imagen formada por el sistema del objeto $I(x, y)$ se obtiene como la convolución de dicho objeto con la PSF del sistema [74].

$$I(x, y) = O(x, y) * PSF(x, y) \tag{4.1}$$

En general las condiciones de isoplanatismo y linealidad no son totalmente satisfechas en un sistema real. Aunque la mayoría de sistemas ópticos se pueden considerar lineales, muchos de los sistemas que incluyen detectores electrónicos o películas fotosensibles no lo son. Por otro lado, en sistemas ópticos donde las aberraciones dependen del campo, la PSF varía en función de la posición en el plano imagen violando el principio de invarianza espacial. A pesar de estos inconvenientes, el concepto de respuesta de impulso y función de transferencia se extiende a muchos de estos sistemas estableciendo diferentes regiones o zonas isoplanáticas y analizando diferentes rangos donde la respuesta puede ser considerada lineal [95].

En lugar de utilizar la PSF, como se ha comentado anteriormente, la resolución puede ser estudiada con la transformada de Fourier de la misma, denominada función de transferencia óptica OTF (*Optical Transfer Function*). En sistemas ópticos formadores de imagen, la componente de la fase no suele ser capturada por el sensor con lo que la figura de mérito habitualmente utilizada no es la OTF si no su módulo, denominado función de transferencia de la modulación MTF (*Modulation Transfer Function*):

$$MTF(\xi, \eta) = |OTF(\xi, \eta)| = |\mathcal{F}\left(PSF(x, y)\right)| \tag{4.2}$$

donde $\mathcal{F}$ denota el operador transformada de Fourier.

Para caracterizar experimentalmente la PSF de un sistema formador de imagen, se puede analizar directamente la imagen de un objeto que pueda considerarse como puntual para dicho sistema. Obtener de forma experimental la MTF resulta más complicado. Una forma habitual consiste en analizar la respuesta del sistema a objetos sinusoidales de diferentes frecuencias espaciales. La respuesta del sistema se describe por medio del contraste o visibilidad V en la imagen en función de la frecuencia espacial del objeto.

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \tag{4.3}$$

donde I representa el valor de la función que describe el objeto o la imagen (magnitud relacionada habitualmente con la irradiancia, W/m^2), siendo siempre una magnitud mayor o igual a 0. La visibilidad V definida en la ecuación 4.3 es una magnitud comprendida entre 0 y 1 y siempre menor en la imagen que en el objeto. La MTF se define como la relación entre la visibilidad de la imagen y la visibilidad del objeto en función de la frecuencia espacial [96]:

$$MTF(\xi, \eta) = \frac{V_{imagen}(\xi, \eta)}{V_{objeto}(\xi, \eta)} \tag{4.4}$$

La MTF de un sistema es habitualmente normalizada para obtener un valor unidad a frecuencia 0 de forma que la función de transferencia sea relativa a la respuesta a bajas frecuencias y de esta forma ignorar otras atenuaciones independientes de la frecuencia. Esta normalización resulta adecuada para la mayoría de sistemas ópticos incoherentes [74].

En muchas ocasiones y debido a problemas en su fabricación, los objetos sinusoidales son remplazados por objetos formados por patrones de barras con la anchura de la barra y el espaciado iguales y con una reflectancia (o transmisión) binaria (ver figura 4.1). Se denomina función de trasferencia de contraste CTF (*Contrast Transfer Function*) a la respuesta del sistema ante este tipo de patrones donde, de forma análoga al caso de la MTF, se expresa la visibilidad en

función de la inversa de la distancia entre barras, denominada frecuencia fundamental del patrón y dada habitualmente en *líneas/mm* [97]. Para una frecuencia dada, la CTF será generalmente mayor que la MTF, ya que el patrón de barras utilizado en la medida de la CTF contiene armónicos de frecuencia superior que contribuyen a la modulación [98].

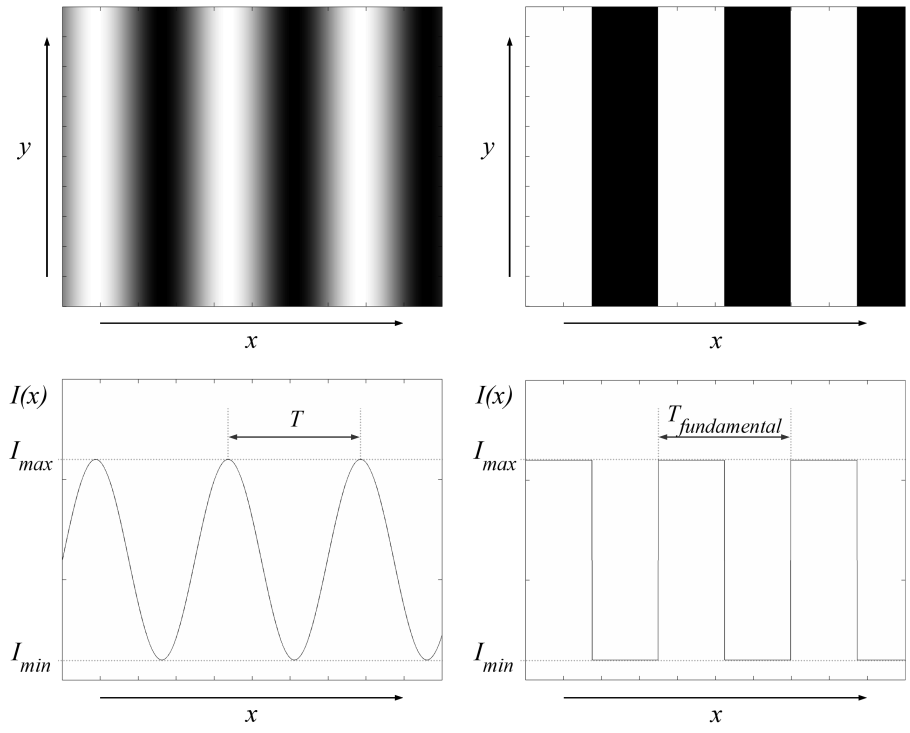


FIGURA 4.1: Fragmento de dos objetos utilizados para la medida de la MTF (izquierda) y de la CTF (derecha). El objeto de la derecha, utilizado para obtener la CTF, contiene armónicos superiores lo que provoca que la CTF para la frecuencia fundamental sea igual o mayor que la MTF a esa frecuencia.

Otro factor que hay que tener en cuenta en los sistemas ópticos actuales es que la imagen suele ser muestreada electrónicamente mediante un sistema de escaneo o con una matriz de detectores. En ocasiones, el muestreo de la imagen provoca que la PSF y la MTF del sistema varíen en función de la posición relativa entre el objeto y los puntos de muestreo violando la condición de invarianza espacial.

Fenómenos como el *aliasing* han sido estudiados y diferentes soluciones se han propuesto para abordar este tipo de sistemas [95, 99–101].

En el caso de un espectrómetro de imagen, además del estudio de la calidad de imagen espacial, es necesario analizar su calidad espectral. Análogamente a la PSF, es habitual caracterizar la respuesta de impulso espectral SRF (*Spectral Response Function*) del sistema. En este caso una fuente monocromática es considerada el análogo de un objeto puntual. En el caso concreto de un espectrómetro dispersivo, el sistema forma una imagen separada espacialmente a lo largo de la dimensión espectral. Analizando la respuesta de los píxeles espectrales para un objeto monocromático se puede obtener la SRF para esa longitud de onda, también llamada SPSF (*Spectral Point Spread Function*) o la función de transferencia asociada SMTF (*Spectral Modulation Transfer Function*). Al igual que en el caso de la PSF, la SRF obtenida será la SRF del sistema total y no dependerá únicamente del sistema dispersivo. Es habitual considerar la SRF de un espectrómetro de imagen dispersivo como una función gaussiana y utilizar la anchura a mitad de altura de dicha función como figura de mérito para describir la resolución espectral en este tipo de instrumentos [17, 19, 70, 102, 103].

Un espectrómetro de imagen tipo Offner es un sistema electro-óptico complejo y a la calidad de la imagen final contribuyen sus diferentes partes. La respuesta de impulso del sistema total, tanto espacial como espectral, será la convolución de la respuesta de impulso de la óptica externa, el sistema dispersivo y el detector. Es importante destacar que, a la hora de evaluar cualquiera de las figuras de mérito anteriores, hay que tener en cuenta todos los factores que puedan afectar a la calidad de imagen del sistema como pueden ser la distancia al plano objeto o el número f. El uso de un detector bidimensional en combinación con los amplios rangos espectrales de estos instrumentos, provocan la necesidad de una caracterización en multitud de píxeles ya que las características ópticas del sistema (aberraciones, eficiencias...) pueden variar significativamente en función de la longitud de onda o de la posición en el plano objeto.

Otro aspecto particularmente importante en un espectrómetro dispersivo es la denominada calibración espectral. En un espectrómetro de imagen dispersivo

tipo *whiskbroom* o en un espectrómetro dispersivo convencional, el espectro se adquiere con una matriz unidimensional de detectores. En estos sistemas, es necesaria una calibración que relacione la posición a lo largo de esa línea de detectores con la longitud de onda. En el caso de un sistema Offner, la relación entre la posición y la longitud de onda es aproximadamente lineal, es decir, el espectro se separa a lo largo de la dimensión espectral de la CCD con una dispersión que se puede considerar constante. La expresión que relaciona el rango espectral con el tamaño de la dimensión espectral se puede aproximar por [44]:

$$D \equiv \frac{h_{spec}}{\Delta\lambda} = pR_2 \tag{4.5}$$

donde D es el parámetro de dispersión, h_{spec} es el tamaño de la dimensión espectral, $\Delta\lambda$ es el rango espectral, R_2 es el radio de curvatura de la red y p es la densidad de líneas de la misma.

En un sensor hiperespectral tipo *pushbroom*, la información espectral de cada punto de la rendija se separa en una altura diferente en el plano de detección de forma que cada línea de la matriz de detectores actúa de forma efectiva como un espectrómetro independiente. Por este motivo es necesario analizar la relación entre la longitud de onda y la posición en la CCD para diferentes alturas sobre la rendija correspondientes a diferentes bandas espaciales del sistema. La variación de la calibración espectral para diferentes puntos de la rendija se debe fundamentalmente a dos factores: falta de paralelismo entre la rendija de entrada, matriz de detectores o dirección de dispersión y/o a la distorsión denominada *smile* (ver sección 2.1.4).

A continuación se exponen los procedimientos empleados para evaluar la calidad espacial y espectral de este tipo de instrumentos. En la descripción de cada una de las técnicas se presentan, a modo de ejemplo, figuras y datos adquiridos con el espectrómetro de imagen tipo Offner VIS-NIR en el rango 400-1000 nm cuyos resultados completos pueden verse en la sección 4.2.1. El análisis de los resultados obtenidos con los métodos expuestos, permite evaluar experimentalmente la validez de las técnicas de diseño propuestas en el capítulo 2.

4.1.2. Calibración espectral

En primer lugar se realiza una calibración espectral del instrumento que permitirá conocer el rango espectral del sistema y la dispersión del instrumento en $nm/pixel$ o en $nm/\mu m$. Para caracterizar la relación existente entre la longitud de onda y la posición en la matriz de detectores es necesario el uso de equipos o sistemas con líneas o características espectrales conocidas y repartidas en el rango espectral del instrumento. Para la calibración de ambos prototipos se han utilizado diferentes lámparas de descarga y fuentes láser, pero también es habitual el uso de monocromadores [17, 103], filtros interferenciales [20] o cualquier elemento con un espectro de radiación o absorción característico [17, 19, 70].

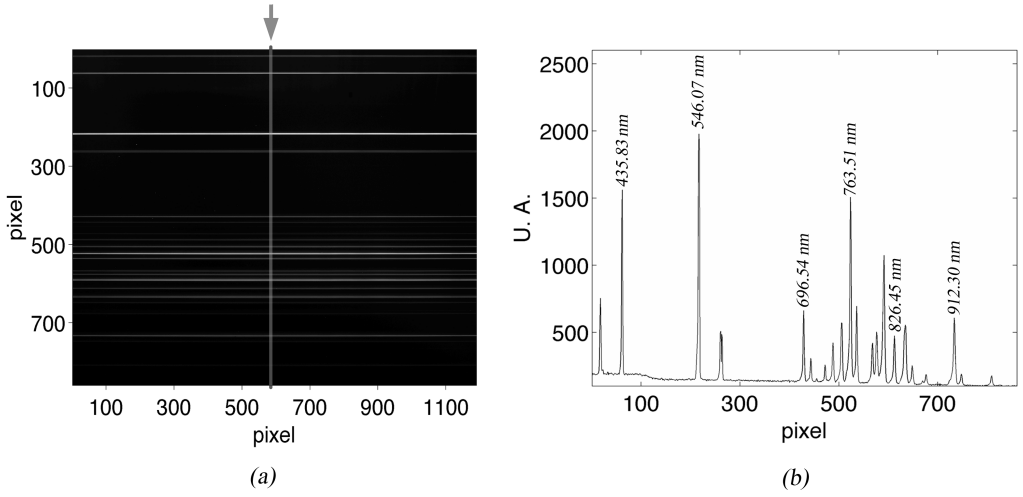


FIGURA 4.2: (a) Imagen obtenida al iluminar la rendija de entrada del espectrómetro tipo Offner VIS-NIR en el rango 400-1000 nm con lámparas de baja presión de mercurio y de argón. (b) Gráfica del perfil de señal registrada en el píxel espacial 595 (centro de la rendija de entrada) donde se han identificado las líneas del mercurio y del argón utilizados para la calibración.

Entre la fuente de iluminación, y lo más cerca posible de la óptica externa del sensor, se sitúa un difusor con el fin de obtener una iluminación uniforme de la rendija de entrada y garantizar el uso total de la apertura numérica del sistema [19, 41, 70]. Al adquirir una imagen en esta situación (ver figura 4.2(a)), se

observan diferentes líneas en la imagen que se corresponden con las imágenes monocromáticas de la rendija en cada una de las longitudes de onda que emite la fuente de iluminación. Como los espectros de dichas lámparas son conocidos, se identifican las longitudes de onda de los picos de emisión de las lámparas con las líneas en la imagen. Para la altura deseada sobre la rendija, se realiza un ajuste lineal relacionando la longitud de onda de los picos con su posición.

Existen diferentes estrategias para determinar la posición del pico en la CCD analizando la intensidad de la señal registrada por la línea de detectores espectrales que se pretende caracterizar (ver figura 4.2(b)). Cada línea de emisión, provoca la aparición de señal en más de un píxel. Para fijar la posición que corresponde a esa longitud de onda se puede utilizar directamente la posición del píxel con máxima intensidad o realizar una búsqueda sub-píxel del máximo. Algunas de las posibilidades consisten en un cálculo de centroides [41] o en la realización de un ajuste gaussiano [19, 88, 103]. Se ha escogido esta última opción por ser un método sencillo de implementar y que ofrece resultados subpíxel (ver figura 4.3(a)) fiables y repetibles.

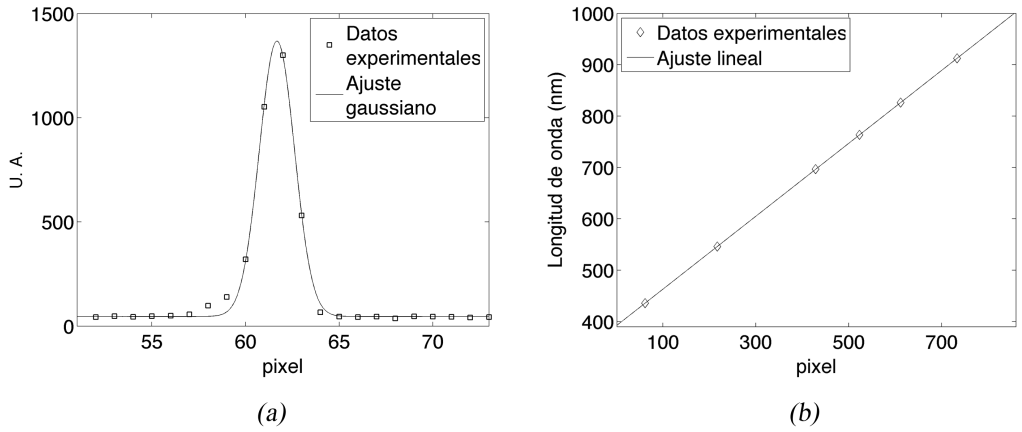


FIGURA 4.3: (a) Ajuste gaussiano realizado a la línea de 435.83 nm de la lámpara de mercurio de la figura 4.2(b). (b) Longitud de onda frente a los datos experimentales de la posición de los máximos de los picos identificados en la figura 4.2(b) junto con el ajuste lineal realizado.

Al intentar una búsqueda con un cálculo de centroides, se obtienen resultados dependientes del número de píxeles utilizados para su cálculo debido a problemas asociados con la umbralización [104]. El ajuste a una función gaussiana más un fondo es, en este caso, menos sensible al intervalo de píxeles utilizado.

En la figura 4.3(b)) se observa la relación fuertemente lineal entre la posición en la CCD y la longitud de onda en el el centro de la rendija para el prototipo 1. A partir de los datos de un sencillo ajuste lineal, el rango espectral y la dispersión en $nm/pixel$ o en $nm/\mu m$ quedan caracterizados.

4.1.3. Análisis de la resolución del instrumento

A continuación se presentan las técnicas utilizadas en el laboratorio para evaluar la resolución espectral y espacial de los prototipos.

4.1.3.1. Resolución espectral

Para el estudio de la resolución espectral de los prototipos se realizan diferentes pruebas. Por un lado, se intenta caracterizar la SRF del sistema a través del valor FWHM (*Full width at half maximum*) suponiendo, como se ha explicado anteriormente, que la SRF esta suficientemente bien descrita por una función gaussiana. Para esto, se utilizan fuentes de iluminación con espectros de emisión que presentan picos espectralmente muy estrechos y que pueden ser considerados como de anchura despreciable para el sistema. Iluminando, como en el caso de la calibración espectral, un difusor delante de la óptica externa del instrumento, se obtiene una iluminación uniforme de la rendija de entrada y se garantiza el uso total de la apertura numérica. En esta situación, y de forma análoga al caso de la calibración espectral (las mismas imágenes pueden ser utilizadas en esta sección y como veremos posteriormente, en la sección 4.1.4), se obtienen en el detector diferentes líneas a lo largo de la dimensión espacial, cada una correspondiente a un pico de emisión de la fuente utilizada.

Para una línea de interés, se realizan ajustes gaussianos a la señal detectada en cada una de las filas espectrales de la matriz de detectores y se toma como parámetro la anchura a mitad de altura en cada fila. De esta forma, utilizando líneas espectrales diferentes a lo largo del rango espectral del instrumento, es posible evaluar la resolución para diferentes longitudes de onda y en cada una de las bandas espaciales del instrumento. Los valores de la anchura registrados pueden ser expresados en unidades de píxel, en μm o tras aplicar la relación de dispersión, en unidades de longitud de onda (ver figura 4.4).

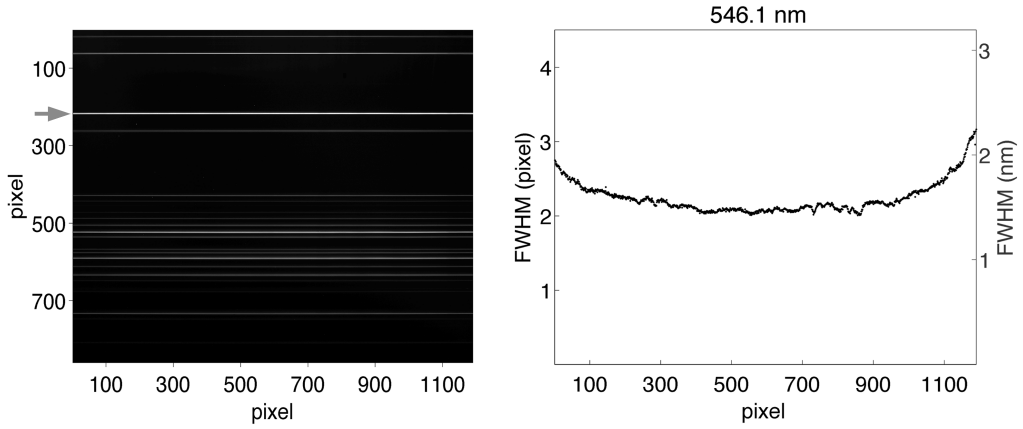


FIGURA 4.4: (a) Imagen obtenida con el prototipo 1 y lámparas de baja presión de mercurio y de argón. La flecha señala la línea correspondiente a 546.1 nm. (b) Evolución de la FWHM a lo largo de la rendija de entrada para 546.1 nm. Los datos obtenidos muestran un valor medio de la FWHM de $2{,}24 \pm 0{,}21$ *píxeles* o, en unidades de longitud de onda, de $1{,}59 \pm 0{,}15$ nm.

La utilización de este método requiere disponer de fuentes con líneas de emisión estrechas y en el rango espectral del equipo aunque, al contrario que en el caso de la calibración espectral, no es necesario conocer con precisión su longitud de onda central. Otra posibilidad es la utilización de monocromadores de alta calidad en comparación con la resolución espectral del instrumento [41, 103].

Para evitar el uso de diferentes fuentes de iluminación en función del rango espectral, se ha implementado un método utilizado en trabajos anteriores [105, 106]

para caracterizar la SMTF de un sistema espectral a partir de la visibilidad de las franjas espectrales producidas por un interferómetro Michelson no dispersivo iluminado con una fuente de luz blanca.

Un interferómetro Michelson compensado (no dispersivo) iluminado con una fuente halógena de luz blanca, provoca un espectro sinusoidalmente modulado en función de la diferencia óptica de camino entre sus brazos. Iluminando un difusor situado delante de la óptica externa del espectrómetro con la luz proveniente de dicho interferómetro, se observa una modulación de la intensidad en el espectro recogido. Esta modulación armónica con periodicidad variable, se puede expresar en función de la diferencia de longitud entre sus brazos d y de la longitud de onda como [105]:

$$I(d,\lambda) = I_1(\lambda) + I_2(\lambda) + 2V_A(\lambda)V_R(d,\lambda)\sqrt{I_1(\lambda)I_2(\lambda)}\cos\left[(4\pi d/\lambda)\right] \tag{4.6}$$

donde $I_1(\lambda)$ y $I_2(\lambda)$ son las intensidades de cada brazo, $V_A(\lambda)$ es la visibilidad de las franjas en la rendija de entrada del espectrómetro y $V_R(d,\lambda)$ es la visibilidad de las franjas debida, únicamente, al efecto del limitado poder de resolución del espectrómetro. La ecuación 4.6 puede reescribirse como:

$$I(d,\lambda) = I_0(\lambda)\left\{1 + V(d,\lambda)\cos\left[(4\pi d/\lambda)\right]\right\} \tag{4.7}$$

donde $I_0(\lambda)$ es independiente de la diferencia de camino y $V(d,\lambda)$ es la visibilidad total de las franjas mostrada por el espectrómetro dada por:

$$V(d,\lambda) = 2V_A(\lambda)V_R(d,\lambda)\sqrt{I_1(\lambda)I_2(\lambda)}/[I_1(\lambda) + I_2(\lambda)] \tag{4.8}$$

En la figura 4.5 (a) se muestra una imagen obtenida con el prototipo 1 para una diferencia de longitud entre los brazos del interferómetro de aproximadamente 3 μm. Variando la diferencia de camino, la periodicidad de las franjas espectrales

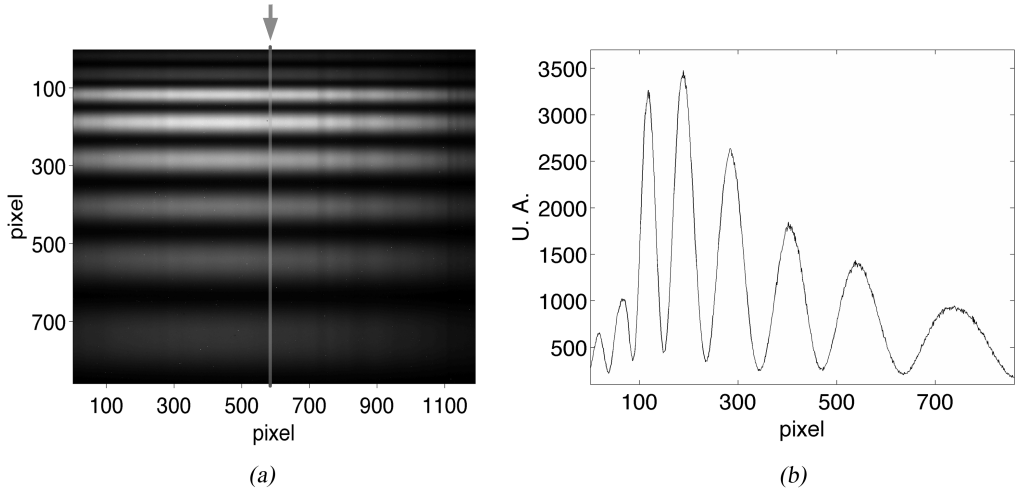


FIGURA 4.5: (a) Imagen obtenida con el prototipo 1 en el rango 400-1000 nm iluminado con luz blanca proveniente de un interferómetro Michelson no dispersivo con una diferencia de camino de aproximadamente 6 μm. (b) Gráfica del perfil de la intensidad de la señal en la banda espacial correspondiente al píxel 595 (centro de la rendija de entrada).

varía. Analizando las variaciones en la visibilidad V que esto provoca, es posible obtener la SMTF del sistema para cualquier longitud de onda y para cualquier altura sobre la rendija.

El análisis de las imágenes obtenidas y la obtención de las curvas de la SMTF del sistema, se ha llevado a cabo con un método numérico utilizando la FFT (*Fast Fourier Transform*) implementado en *Matlab*. Para cada banda espacial, se selecciona la fila de píxeles espectrales correspondiente. Por ejemplo, en la figura 4.5 (b), se ha seleccionado la fila espectral correspondiente a la banda espacial del píxel 595 (aproximadamente, el centro de la rendija) para una diferencia de camino óptico de aproximadamente 6 μm ($d = 3\mu m$). La señal modulada registrada, responde a la forma de la ecuación 4.7 donde a partir de una diferencia de camino óptico apropiada es posible separar, en el espacio de Fourier, la modulación asociada al término de interferencia $I_0(\lambda)V(d,\lambda)\cos[(4\pi d/\lambda)]$ y la debida al término $I_0(\lambda)$ (ver figura 4.6(b)).

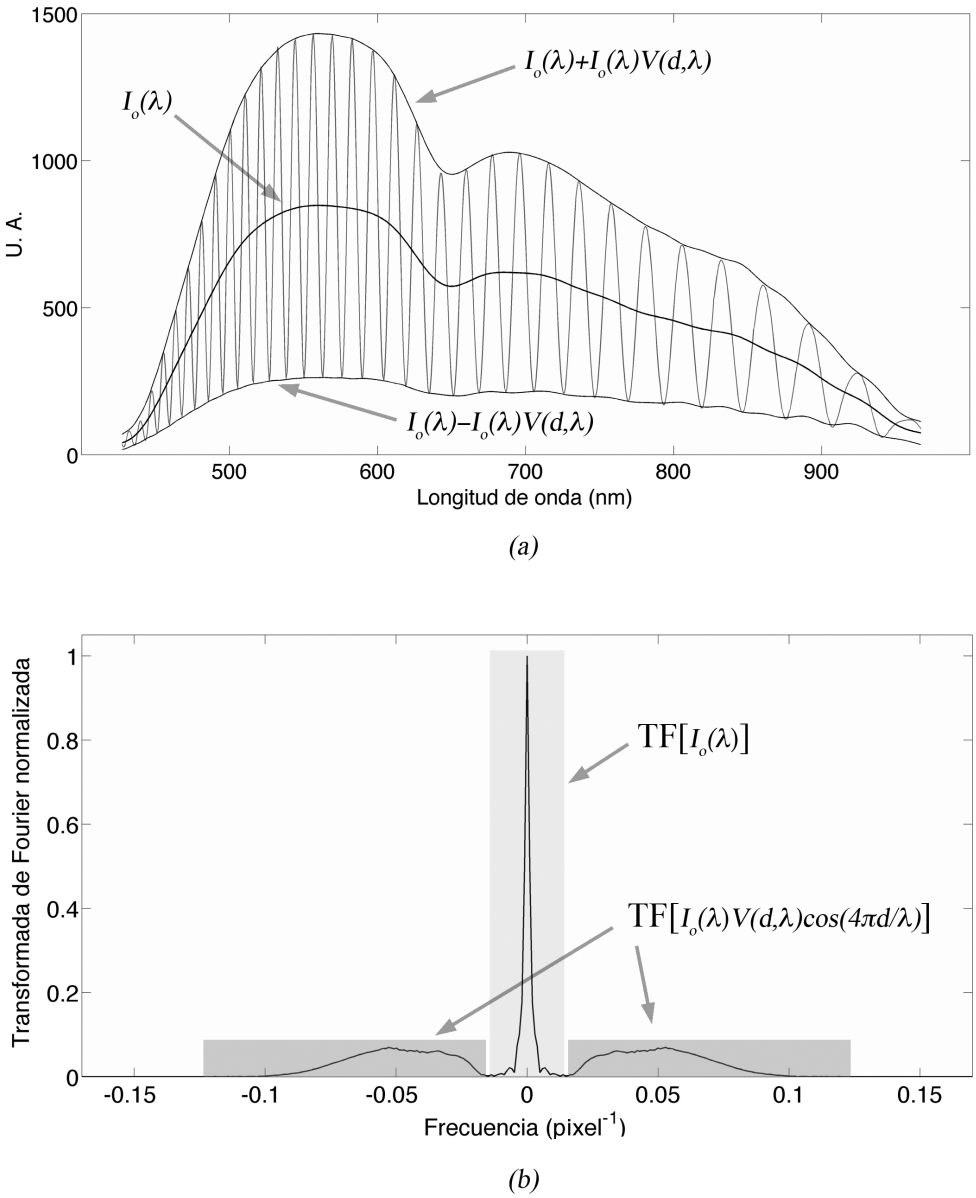


FIGURA 4.6: Perfil de la intensidad espectral registrada de una banda espacial (a) y su transformada de Fourier (b) de una imagen obtenida con el prototipo 1 en el rango 400-1000 nm iluminado con luz blanca proveniente de un interferómetro Michelson no dispersivo con una d de aproximadamente 13 μm.

En resumen el método utilizado obtiene, para una diferencia de camino óptico d fija, un valor de la visibilidad para cada longitud de onda del rango espectral del instrumento en una frecuencia diferente (ver figura 4.6(a)) obtenida también de una forma automática partir de la derivada de la fase. Repitiendo el proceso para varias diferencias de camino óptico se obtiene, para cada longitud de onda, diferentes valores de visibilidad en función de la frecuencia de la modulación espectral. Realizando una normalización de la visibilidad a bajas frecuencias para analizar únicamente las variaciones de la visibilidad que dependen de la frecuencia de la modulación, se reconstruye la SMTF.

4.1.3.2. Resolución espacial

La resolución espacial a lo largo de cada una de las dos dimensiones espaciales muestreadas por este tipo de sensores puede llegar a ser muy diferente debido a que una de las dimensiones corresponde a la seleccionada por la rendija de entrada y la otra, perpendicular a la anterior, es la denominada dirección de barrido y determina la dirección en la que la escena es escaneada. En la dirección del barrido, además de la óptica externa, la resolución espacial depende fundamentalmente de la anchura de la rendija y de la relación entre tiempo de exposición y de barrido, mientras que en la dirección de la rendija la resolución es independiente de estos dos últimos factores. La resolución espacial en la dirección del barrido, dependerá por tanto de las necesidades de tiempo de exposición, velocidad del proceso, distancia... es decir, dependerá de la aplicación particular para la que se utilice el instrumento. Por este motivo, en este apartado solamente se analiza la resolución espacial del sistema a lo largo de la dirección de la rendija.

Un aspecto que hay que tener en cuenta en ambas dimensiones es que la resolución espacial, al contrario que la resolución espectral, depende de la distancia objeto debido a la variación de la PSF de la óptica externa con la distancia objeto. Como en el caso de la resolución espectral se realizan dos pruebas diferentes.

En primer lugar se simula una fuente espacialmente puntual para el estudio de la anchura de la PSF del instrumento. Un agujero de dimensiones reducidas

(*pinhole*) iluminado, puede ser considerado para el sistema como un objeto espacialmente puntual. El procedimiento consiste en situar el agujero en el lugar apropiado del plano objeto de forma que la la óptica externa forme una imagen sobre la rendija a la altura deseada. Sin embargo, experimentalmente resulta más sencillo utilizar como objeto una rendija orientada en una dirección perpendicular a la rendija de entrada del instrumento, ya que resulta mucho más sencillo su alineamiento sin importar pequeños desplazamientos en la dirección perpendicular a la rendija de entrada. Cuando se ilumina la rendija con luz blanca, se obtiene una imagen (ver figura 4.7 (a)) donde se recoge el espectro de la zona de la rendija de entrada que esta siendo iluminada. También es importante utilizar una rendija de anchura variable. Esto permite asegurarse que se obtiene una línea lo más fina posible en la CCD. En esta configuración, se considera que el sistema realiza la imagen de un objeto espacialmente puntual en cada longitud de onda. Analizando la respuesta del sistema en la dirección espacial a lo largo de la dimensión espectral, se estudia la PSF del sistema en cada longitud de onda de la fuente.

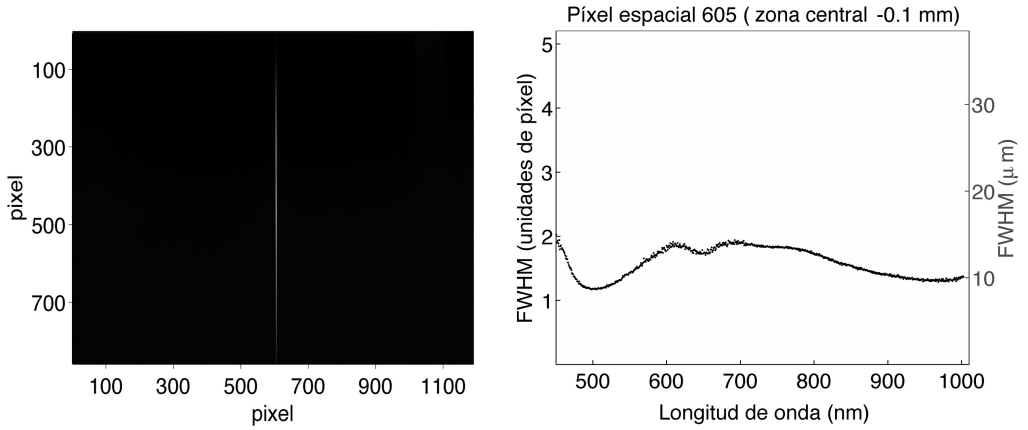


FIGURA 4.7: (a) Imagen obtenida con el prototipo 1 realizando imagen en el centro de la rendija de entrada de una rendija, perpendicular a esta, iluminada con una fuente de luz blanca. (b) Evolución de la FWHM espacial en el rango de 450-1000 nm. Los ajustes gausianos muestran una FWHM media de 1,58±0,23 *píxeles* o 11,7 ± 1,1 μm.

Como figura de mérito, al igual que en el caso espectral, se utiliza la FWHM de la PSF. Para su cálculo se realizan, como en el caso de la resolución espectral, ajustes a funciones gaussianas más un fondo. La modelización de la PSF total del sistema por una función gaussiana, no tiene una justificación teórica aunque es una suposición utilizada habitualmente. Se ha escogido esta función por ser una función simétrica y de fácil computación. Para sistemas corregidos en aberraciones o limitados por difracción en los que la PSF es simétrica y existe un fondo debido al ruido o a luz difusa, el cálculo de la anchura a mitad de altura bajo la suposición de una función gaussiana está suficientemente justificado. De esta forma se obtiene la FWHM para cada banda espectral del instrumento (ver figura 4.7 (b)). Moviendo la rendija variable en la dirección de la rendija de entrada, su imagen se formará a diferentes alturas de la rendija de entrada del espectrómetro. Esto permite obtener la resolución espacial en diferentes bandas espaciales del prototipo.

El segundo método utilizado para caracterizar la resolución espacial a lo largo de la dimensión espacial de la rendija consiste en caracterizar la función de transferencia de contraste, CTF, del sistema. Para esta medida es necesario, como se explica en la sección 4.1.1, utilizar un objeto como el de la derecha de la figura 4.1. En este caso se ha optado por presentar la función CTF en lugar de la MTF debido a que, como se ha comentado, la fabricación de objetos sinuosidades de calidad entraña más dificultad que un patrón de barras con reflectancia o transmisión binaria. Como se pretende caracterizar únicamente la resolución espacial a lo largo de la rendija, se puede utilizar un único objeto como el de la figura 4.8 que permite, en función del desplazamiento lateral, crear sobre la rendija de entrada patrones con un número de líneas por milímetro variable (el epectrómetro sólo adquiere en cada imagen una línea vertical del plano objeto). Con un objeto como el de la figura 4.8, es posible por tanto, evaluar la CTF de ambos prototipos en un rango de frecuencias espaciales relevante y para tres zonas diferentes en la rendija de entrada de forma simultánea. Si dicho objeto es además iluminado con una fuente de luz blanca, la caracterización se realiza para cada longitud de onda del sistema.

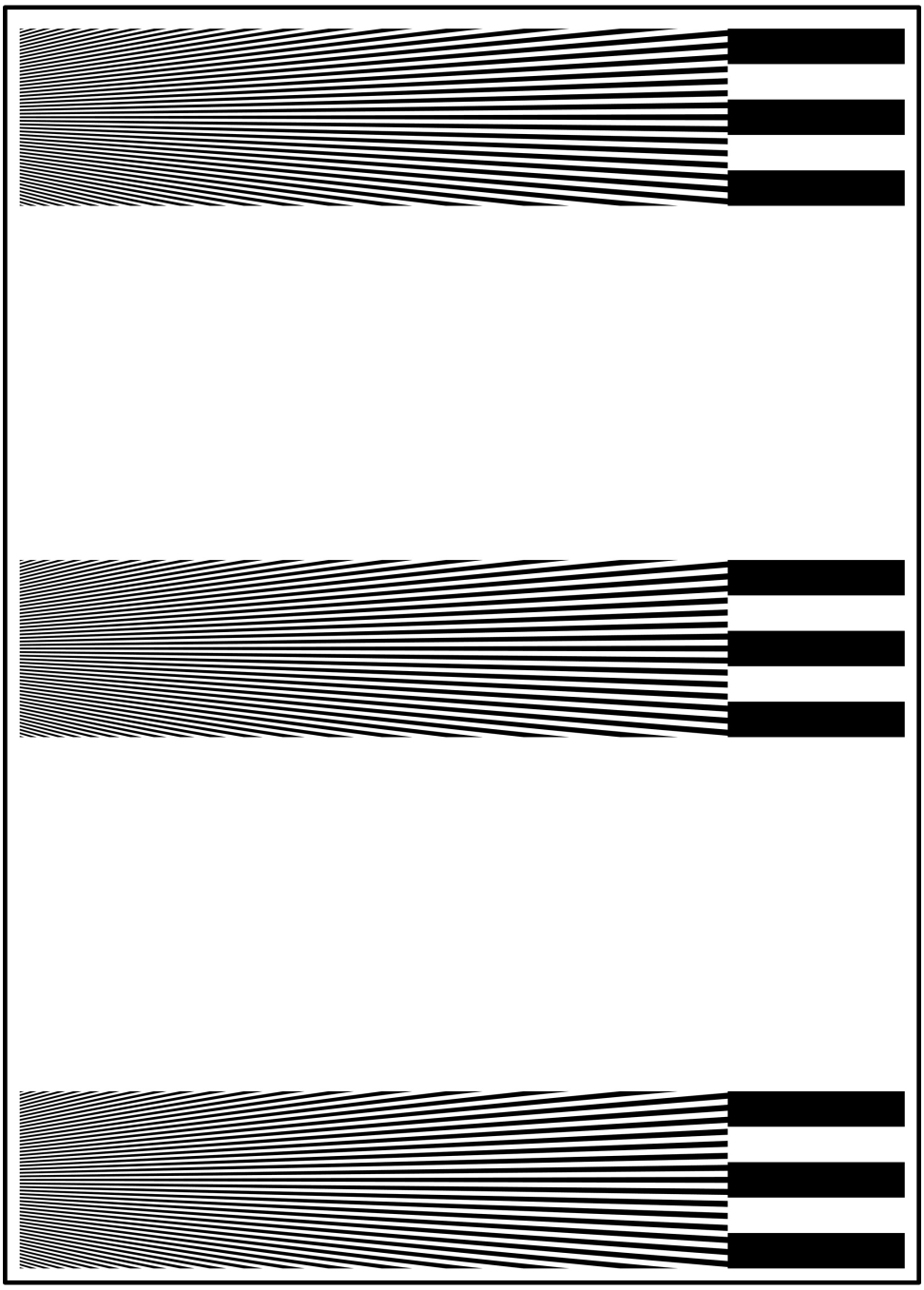


FIGURA 4.8: Objeto utilizado para la medida de la CTF espacial en tres zonas diferentes del campo. Para la distancia objeto de un metro, las medidas del objeto son aproximadamente de 210 x 300 mm.

En cada zona de estudio, el número de líneas debe ser suficiente para que el la extensión finita del objeto no afecte a la medida de la CTF [97]. En uno de los extremos del objeto se incluyen amplias zonas donde es posible medir la visibilidad y realizar una normalización de la CTF independiente de la frecuencia espacial.

Las medidas de la visibilidad en cada una de las zonas se obtienen de forma manual. Un procedimiento automatizado similar al utilizado para medir la SMTF no puede ser aplicado directamente debido a que la CFT incluye la respuesta del sistema para más de una frecuencia, obteniendo en el espacio de Fourier un espectro más complejo.

4.1.4. Medida de distorsiones en la imagen

Las principales distorsiones que afectan a la calidad de un espectrómetro de imagen han sido presentadas en la sección 2.1.4 y son conocidas como *smile* y *keystone*. En un espectrómetro de imagen estas no linealidades suelen expresarse en unidades de píxel y deben quedar reducidas a un pequeño porcentaje del mismo [19, 41, 54, 70], ya que una variación mayor puede provocar fallos en los algoritmos de clasificación de píxeles y proporcionar resultados erróneos [23]. Por otra parte, una buena caracterización de dichas distorsiones ofrece la posibilidad, con la realización de la una adecuada calibración, de conseguir una correcta interpretación de los datos. Sin embargo, este tipo de correcciones no resultan interesantes por el incremento considerable de la complejidad computacional [41].

Smile

Para analizar la distorsión a lo largo de la dimensión espacial, se utilizan las mismas imágenes utilizadas para la calibración espectral y para el estudio de la SRF (ver figura 4.4(a)). Se realizan ajustes gaussianos en cada línea de píxeles espectrales y se localiza el máximo de intensidad de esa línea espectral. En este caso, como en el estudio de la calibración espectral, se analiza la posición del

máximo, esta vez, en función de la altura sobre la rendija. En los espectrómetros de imagen construidos, la variación en la posición del máximo es muy pequeña y habitualmente menor que un píxel (7.4 μm). Con este procedimiento se puede caracterizar la distorsión a lo largo de la dirección espacial para diferentes longitudes de onda con una resolución subpíxel.

La variación de la posición del máximo no se debe únicamente a la aberración de los sistemas dispersivos explicada en la 2.1.4 y conocida como *smile*. Ligeras rotaciones entre la rendija y la CCD, curvaturas o defectos de fabricación en la propia rendija o una falta de homogeneidad en la iluminación de la rendija pueden producir cambios en la posición mayores que los provocados por el *smile*. Esto se explica fácilmente considerando cada una de las líneas en la figura 4.4 (a) como una imagen monocromática de la rendija de forma que cualquier curvatura, defecto, rotación o mala iluminación de la misma puede provocar variaciones de su imagen en la CCD. En la figura 4.9 se representa la variación de la posición en función de la altura sobre la rendija para la línea de 435.8 nm de la imagen de la figura 4.4 (a) obtenida con el prototipo 1. Se ha escogido esta línea por ser la que presenta una mayor distorsión.

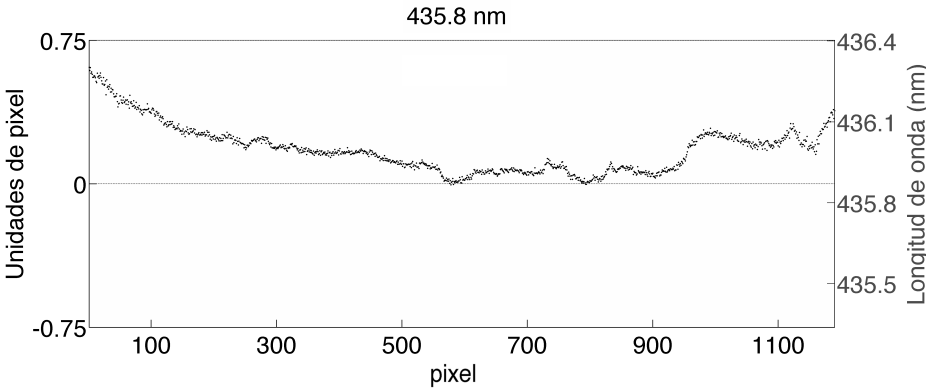


FIGURA 4.9: Gráfica de la posición del máximo frente a la altura en la rendija para la línea de 435.8 nm de la imagen de la figura 4.4 (a) obtenida con el prototipo 1.

Suponiendo que cualquier inclinación se puede corregir con una rotación de la rendija y asumiendo que la rendija es perfecta y no presenta ninguna curvatura, se podría relacionar el *smile* del instrumento con la aparición de términos no lineales en la función que describe la variación de la posición en función de la altura sobre la rendija. Por ejemplo, en Mouroulis and McKerns [41] el *smile* es caracterizado a partir del ajuste a un término cuadrático. En los prototipos analizados, se ha elegido dar valores de la distorsión total, ya que con los datos obtenidos resulta complicado identificar la parte de la variación debida únicamente al *smile*. La distorsión total es la que determina la calidad de todo el prototipo, incluyendo la rendija de entrada, y no sólo la debida al *smile* del sistema espectral. Debido a esta variación, y como se ha comentado en la sección 4.1.2, la calibración espectral y el rango espectral, dependen de la altura sobre la rendija aunque si la variación queda reducida a una pequeña fracción de un píxel, el efecto puede considerarse despreciable.

Keystone

La variación del aumento lateral con la longitud de onda puede ser analizada con las imágenes realizadas para el análisis de la PSF. En estas imágenes, explicadas en la sección 4.1.3.2, se obtiene una línea paralela, en esta ocasión, a la dimensión espectral. La distorsión denominada *keystone*, provoca que estas líneas no sean del todo rectas paralelas.

La distorsión a lo largo de la dimensión espectral puede ser debidas a otras causas distintas del keystone tales como pequeñas rotaciones entre la red de difracción y la CCD y a la presencia de aberración cromática lateral en la óptica externa [19, 107]. Esta es una de las razones por la que los espectrómetros de imagen, que trabajan en un rango espectral relativamente amplio, necesitan ópticas externas con la menor aberración cromática lateral (además de la mínima aberración cromática longitudinal para la homogeneidad de la respuesta de impulso en todo el rango espectral) por lo que habitualmente los sistemas totalmente reflectivos son los más apropiados.

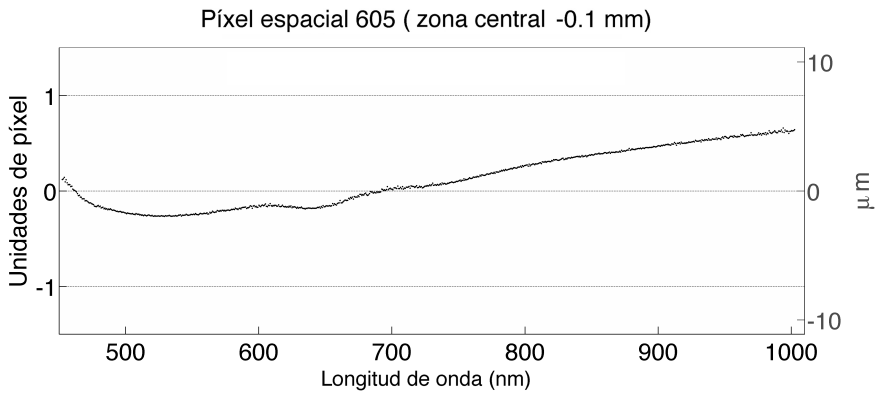


FIGURA 4.10: Gráfica en el rango 450-1000 nm de la posición del máximo frente a la longitud de onda en el píxel espacial 605, aproximadamente situado en el centro de la rendija de entrada del prototipo 1 (imagen de la figura 4.7(a)).

Al igual que para la medida del *smile*, debido a las pequeñas variaciones producidas, generalmente menores que 1 píxel (7.4 μm), se procede realizando los mismos ajustes gaussianos que para obtener la FWHM de la PSF y se analiza el desplazamiento del máximo en función, esta vez, de la longitud de onda. Esta operación se repite para diferentes alturas sobre la rendija. En la figura 4.10 se presenta la distorsión para el centro de la rendija de entrada para la imagen de la figura 4.7(a) obtenida con el prototipo 1 .

4.1.5. Otros parámetros

Además de las características expuestas en los apartados anteriores, otros parámetros o especificaciones ópticas son de gran importancia en un espectrómetro de imagen.

FOV y IFOV

El campo de visión, FOV, es un parámetro muy importante en cualquier dispositivo formador de imagen. Se define como el ángulo que determina, en el espacio objeto, que porción de una escena capta dicho instrumento. Este ángulo se obtiene, en un espectrómetro de imagen tipo *pushbroom*, a partir de la focal del objetivo f que forma imagen sobre la rendija y la longitud efectiva de la misma h :

$$FOV = 2 \arctan \frac{h}{2f} \tag{4.9}$$

En este tipo de instrumentos es habitual hablar del campo instantáneo de visión IFOV (*Instantaneous Field Of View*) definido para un píxel de tamaño p como:

$$IFOV = 2 \arctan \frac{p}{2f} \tag{4.10}$$

El IFOV refleja el muestreo espacial de un instrumento *pushbroom* y, como se puede observar en las ecuaciones 4.9 y 4.10, en numerosos casos se puede obtener aproximadamente dividiendo el FOV por el número de bandas espaciales del instrumento.

Viñeteo

Se entiende por viñeteo en una imagen con iluminación uniforme al cambio de brillo en la periferia comparado con el brillo en el centro. Múltiples factores que dependen del campo son los responsables de este fenómeno: el tamaño finito de los elementos ópticos, el cambio del tamaño de la pupila de entrada, el cambio del ángulo de llegada de la luz al sensor donde, además de la ley coseno a la cuarta, hay que tener en cuenta la eficiencia del sensor con el ángulo de incidencia... Todo esto hace que la irradiancia en la imagen de una escena homogénea no sea uniforme apareciendo una dependencia con la distancia al centro del campo.

En un espectrómetro de imagen, puede existir tanto un efecto de viñeteo espectral como espacial. En la dimensión espacial, se produce una disminución de intensidad de la luz que procede de los extremos de la rendija con respecto a la que proviene de la zona central debido a los factores citados anteriormente. En la parte espectral, además de los factores anteriores, las variaciones de brillo pueden ser debidas a la variación de eficiencia del detector y/o de la red de difracción y a variaciones de reflectancia de los espejos y de la transmitancia de la óptica externa en función de la longitud de onda.

En este trabajo se realiza un análisis cualitativo del viñeteo espacial, principalmente el debido a las dimensiones físicas de los elementos ópticos y en el que influyen fundamentalmente factores como: diámetro de los elementos posiciones de los diafragmas y pupilas, telecentricidad... Con la ayuda de un difusor que asegure una uniformidad espacial de la escena, se analizan las variaciones relativas entre el centro y los extremos de la rendija. En ambos prototipos se ha encontrado un escaso viñeteo espacial y la señal registrada en el detector a lo largo de toda la dimensión espacial es suficientemente buena como para no tener que desechar ninguna banda espacial en los extremos del campo.

Dependencia de la polarización

Las medidas radiométricas, muy importantes en determinadas aplicaciones, pueden verse gravemente afectadas por la sensibilidad a la polarización del sistema utilizado.

El origen de esta dependencia se debe al uso elementos ópticos cuya reflectancia o transmisión dependen de la polarización del haz incidente [108]. En estos sistemas, diferentes estados de polarización incidentes con igual energía radiante serán medidos como diferentes. Si el estado de polarización incidente es desconocido, esta dependencia de la polarización no puede ser compensada en ninguna etapa posterior. Por este motivo, en aplicaciones donde la luz reflejada en una escena está parcialmente polarizada y con una distribución desconocida, la única

forma de realizar medidas radiométricas precisas es con un instrumento donde la sensibilidad a la polarización sea muy reducida.

En el caso del sistema Offner, la dependencia con la polarización aparece por el uso de espejos y una red de difracción por reflexión con incidencias lejos de la normal a las superficies. Además, una red de difracción por reflexión utilizada en esta situación, puede introducir una significativa dependencia de la polarización con la longitud de onda. En el caso de los prototipos construidos la dependencia con la polarización, que se incluye en la caracterización radiométrica, no ha sido objeto de estudio a pesar de que es habitual que este tipo de espectrómetros presenten una dependencia con la polarización considerable [109].

Para corregir este problema, se pueden utilizar diseños de redes de difracción insensibles a la polarización [110], ópticas externas que compensen la diferencia generada en la unidad dispersiva así como el uso de depolarizadores situados a la entrada de estos equipos. Otros factores que pueden contribuir a incrementar o reducir esta dependencia son el uso de detectores sensibles a la polarización o el uso de espejos planos como el utilizado en ambos prototipos situado entre la última reflexión en el espejo cóncavo y la CCD.

4.2. Resultados de los prototipos

Como se ha comentado anteriormente, se han montado y alineado con el procedimiento descrito en el capítulo 3 dos prototipos de espectrómetros de imagen Offner. El prototipo 1 consiste en un espectrómetro de imagen tipo Offner en plano en el rango 400-1000 nm (VIS-NIR) basado en el diseño realizado en la sección 2.4.1. El *prototipo 2* se trata de un espectrómetro de imagen tipo Offner en cuadratura en el rango 530-660 nm (VIS) siguendo el diseño presentado en la sección 2.4.2.

4.2.1. Prototipo 1: Espectrómetro VIS-NIR 400-1000 nm

El diseño del sistema dispersivo ha sido presentado en la sección 2.4.1. En la sección 3.4.1 se encuentra una breve descripción general del instrumento junto con diversas fotografías del mismo. Al finalizar este apartado se recogen, en la tabla 4.3, los principales resultados de la caracterización.

4.2.1.1. Calibración espectral

Como fuentes de iluminación se han utilizado lámparas de baja presión de Ar y Hg de *Spectral Products*. El rango de diseño del espectrómetro es 400-1000 nm. Los picos seleccionados para la calibración han sido 435.83 nm y 546.07 nm de la lámpara de mercurio y los picos 696.54 nm, 763.51 nm, 826.45 nm y 912.30 nm de la lámpara de Ar. En la figura 4.11 se muestra la calibración realizada para el punto central de la matriz de detectores, equivalente al punto central efectivo de la rendija de entrada (píxel espacial 595). Los resultados del ajuste lineal, siendo N el número de píxel espectral, son:

$$\lambda(nm) = 0{,}7097N + 392{,}10 \tag{4.11}$$

Los resultados de la calibración muestran un rango espectral de aproximadamente 390-1000 nm (392.1-1002.4 nm) con una dispersión de 0.0959 $nm/\mu m$ (0.7097 nm/pixel).

En la figura 4.11 se puede apreciar la bondad del ajuste lineal realizado. Analizando el valor de los residuos se puede apreciar que la mayor diferencia se produce para la longitud de onda de 696.54 nm con una diferencia con el valor real de 0.17 nm, que equivale a una diferencia de posición en la CCD de 2 μm (menor que el 30 % del tamaño de píxel).

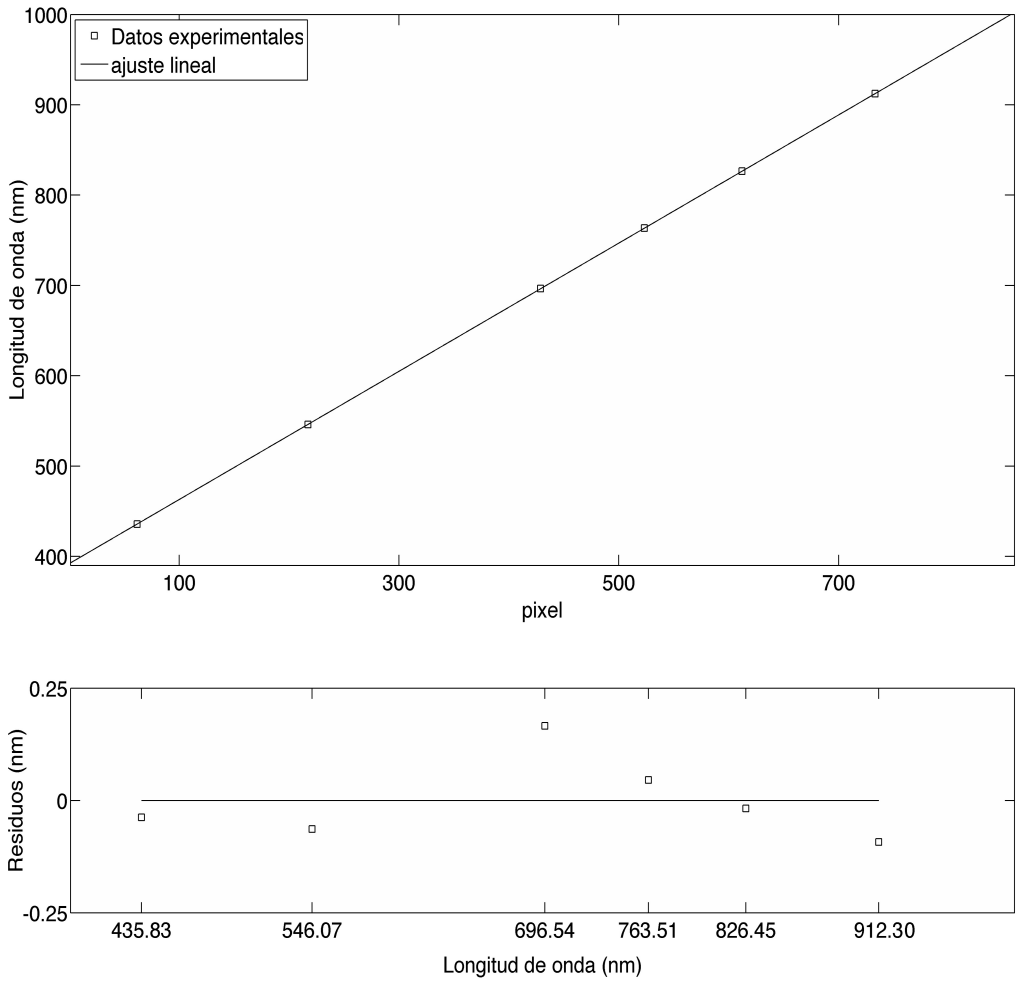


FIGURA 4.11: Calibración espectral del prototipo 1 en el centro de la rendija de entrada (píxel 595). En la parte inferior se muestra el resultado de los residuos para cada una de las longitudes de onda utilizadas.

El valor dado por el OSLO-EDU para la dispersión (400-1000 nm en 6.3 mm) y el obtenido mediante la expresión 4.5 (R_2 = 70 mm y p = 150 $lineas/mm$) coinciden y dan un resultado de 0.0952 $nm/\mu m$. En este caso se obtiene una diferencia del 0.7 % que posiblemente sea debida a diferencias en el valor de R_2 o de p de la red suministrada por el fabricante o a pequeños errores en el

alineamiento, que entran dentro de un rango de incertidumbres razonable.

Otro aspecto que cabe resaltar es que el prototipo no está aislado térmicamente. Se han registrado, en contraposición con el valor menor de 2 μm obtenido en el ajuste, variaciones en la calibración de hasta 2 píxeles, es decir, se han registrado variaciones con el tiempo en la posición del mismo pico espectral en la CCD de hasta 15 μm.

4.2.1.2. Resolución espectral

En primer lugar se seleccionan diferentes líneas distribuidas a lo largo del rango espectral del instrumento. Estas líneas no deben estar formadas por dobletes de forma que puedan ser consideradas como fuentes espectralmente puntuales para el sistema. En este caso se han escogido los picos de 435.8 nm y 546.1 nm del mercurio y 696.5 nm, 826.5 nm y 912.3 nm del argón. En la figura 4.12 se presenta la evolución de la FWHM a lo largo de los 1190 píxeles (8.8 mm) de la rendija de entrada para dichas longitudes de onda. Todas las pruebas se han realizado para la mayor apertura del sistema (número $f = 2{,}4$).

Los datos de la FWHM recogidos en la tabla 4.1, muestran unos resultados menores que 4.17 píxeles que equivalen en unidades de longitud de onda a 2.96 nm, con una resolución media de 2.56±0.33 píxeles, 1.82±0.24 nm. Se observa que la línea de 696.5 nm, longitud de onda próxima a la de diseño, muestra la mejor resolución media con un valor muy constante a lo largo de toda la rendija (ver figura 4.12).

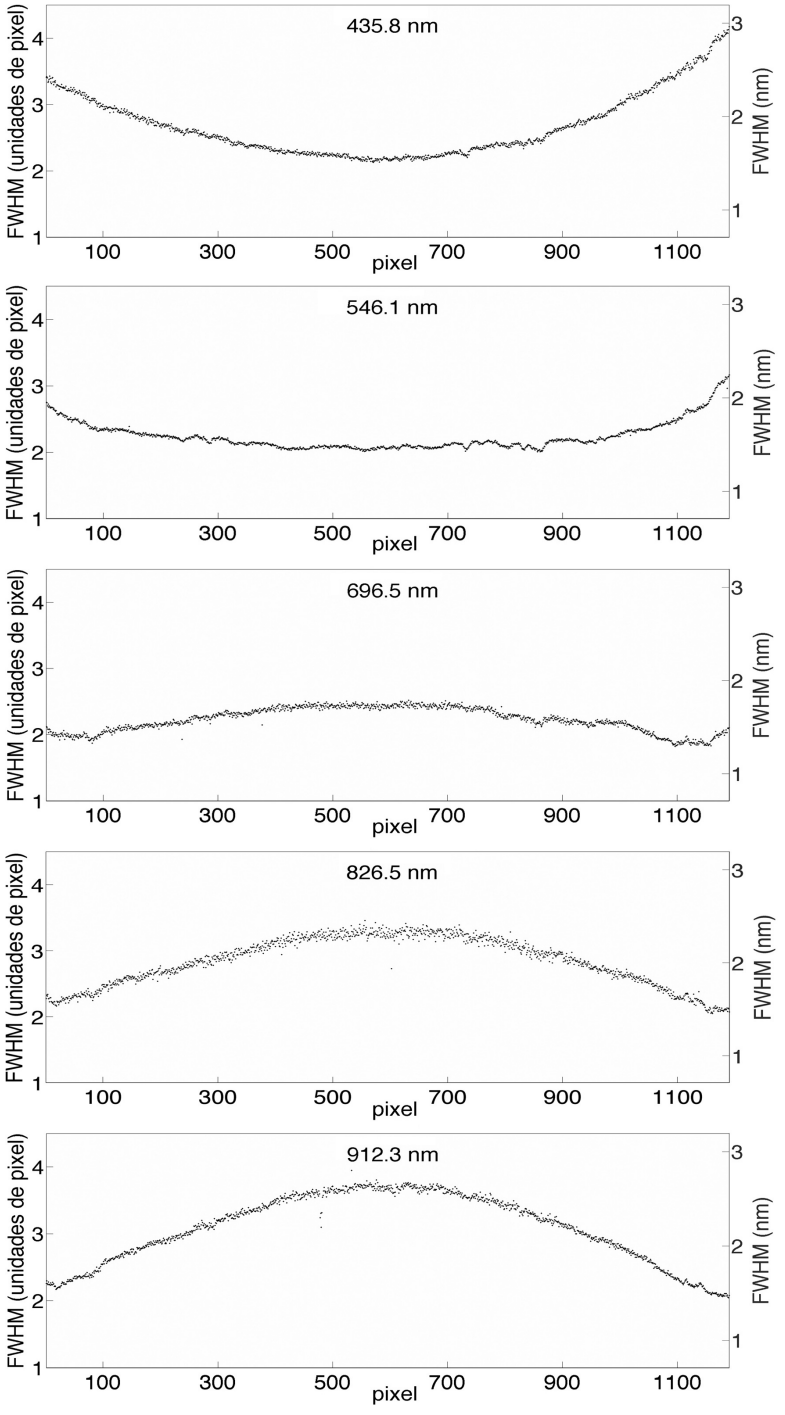


FIGURA 4.12: Evolución de la FWHM de la líneas de 435.8, 546.1, 696.5, 826.5 y 912.3 nm en función de la altura sobre la rendija del prototipo VIS-NIR.

λ (nm)	**FWHM media** (píxel)	**FWHM min.**	**FWHM max.**
435.83	2.68±0.47	2.13	4.17
546.06	2.24±0.21	2.01	3.16
696.54	2.23±0.18	1.82	2.52
826.45	2.84±0.37	2.05	3.46
912.30	3.08±0.51	2.05	3.82

Tabla 4.1: Datos de la resolución espectral FWHM en el prototipo 1.

Un hecho destacable es que los valores de resolución obtenidos están muy próximos a la anchura de la rendija de entrada de 15 μm (aproximadamente 2 píxeles) pudiendo resultar, en algunas zonas, un factor limitante en la resolución espectral.

Comparando el valor de la resolución espectral media en unidades de longitudes de onda de 1.82±0.24 nm con el valor de los residuos en la localización del máximo para la calibración espectral en la sección anterior, donde se obtenía un valor máximo de 0.17 nm, se comprueba la gran precisión (subpíxel) de localización del máximo alcanzada con el método realizado de ajustes gausianos.

A continuación, en la figura 4.13 se presentan los resultados de las curvas SMTF obtenidas según el procedimiento explicado en la sección 4.1.3.1. Como fuente de iluminación se utiliza una lámpara halógena en combinación con un filtro ecualizador que incrementa el rango dinámico del sistema teniendo en cuenta el espectro de la fuente y la respuesta espectral de la CCD. De esta forma, se produce un incremento en el número efectivo de píxeles espectrales útiles para un tiempo de exposición dado.

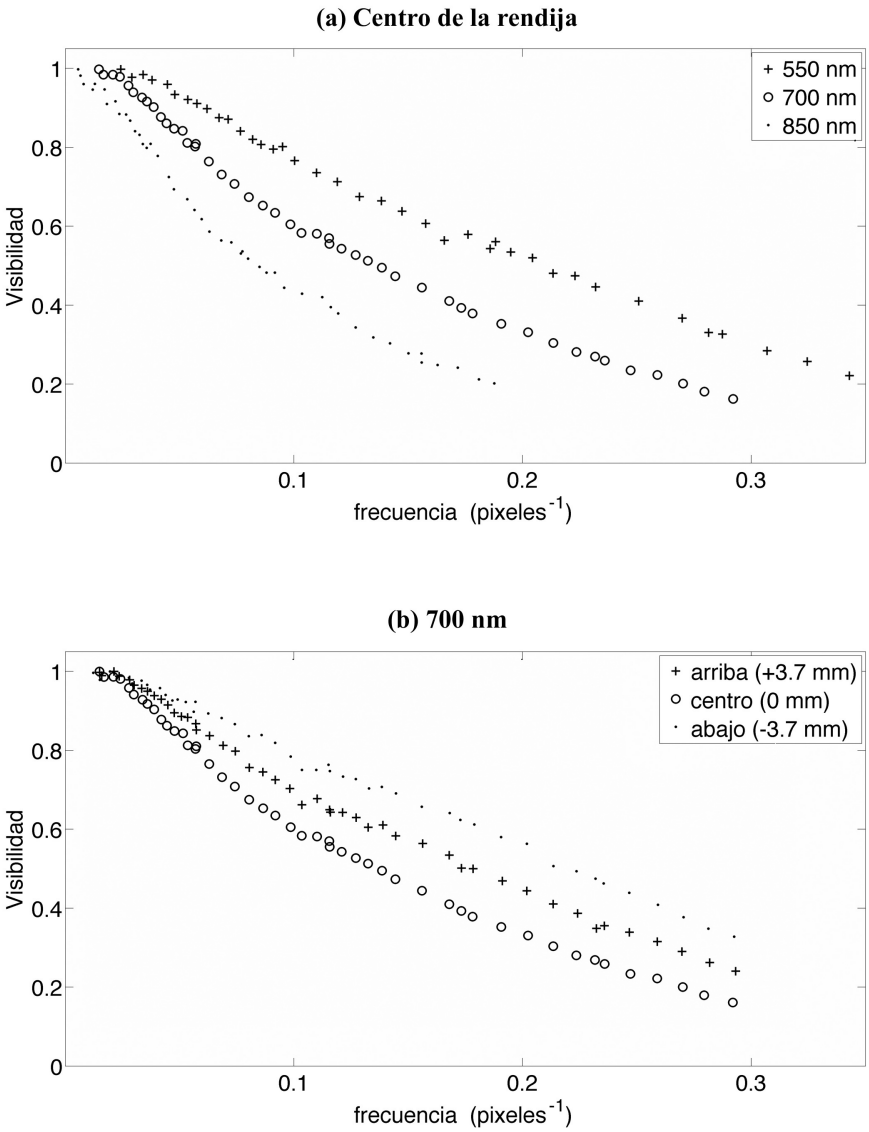


FIGURA 4.13: SMTF del espectrómetro de imagen VIS-NIR para el centro de la rendija de entrada en 550 nm, 700 nm y 850 nm (parte superior) y para 700 nm en tres alturas de la rendija de entrada: 3.7 mm, 0 mm y -3.7 mm (parte inferior).

Una de las grandes ventajas de este método es que permite analizar cualquier longitud de onda del rango espectral y no sólo las que vengan determinadas por las líneas de emisión de las fuentes disponibles. En este caso, se ha escogido presentar los resultados de la longitud de onda central del rango de diseño, 700 nm, y las longitudes de onda de 550 nm y 850 nm. En la parte superior de la figura 4.13 se muestran las curvas de la SMTF obtenidas para el centro de la rendija de entrada en las longitudes de onda de 550 nm, 700 nm y 850 nm. En parte inferior, las curvas corresponden a la SMTF para la longitud de onda de 700 nm a tres alturas sobre la rendija. En ambas figuras, las curvas de la SMTF no se ajustan a funciones gaussianas (correspondientes a las funciones de transferencia asociadas a una respuesta de impulso gaussiana). De esta forma se pone de manifiesto que la suposición de una función gaussiana no es apropiada para describir la SPSF de este instrumento. Sin embargo, esta suposición sólo se utiliza para obtener la anchura a mitad de altura de la respuesta de impulso que es una de las funciones de mérito habituales en el análisis de la resolución de un instrumento.

Comparando las figuras de la SMTF con las figuras donde se representa la evolución de la FWHM para diferentes longitudes de onda se observa un comportamiento esperado: las zonas con una menor FWHM (mayor resolución) presentan curvas SMTF con frecuencias de corte más altas. Por ejemplo, en la figura 4.12, en la parte donde se representa la evolución de la FWHM de la línea de 696.5 nm a lo largo de la rendija, se observa una peor resolución en el centro de la rendija. Si se analiza el valor en la altura +3.7 mm (píxel espacial 100) y se compara con el valor en -3.7 mm (píxel espacial 1090) se encuentra que para la altura -3.7 mm se obtiene un valor de FWHM menor. Estas observaciones se ponen de manifiesto en la parte inferior de la figura 4.13, donde se observa una mejor SMTF para -3.7 mm seguido de +3.7 mm y la peor SMTF se obtiene en el centro. Analizando parte superior de la figura 4.13 se obtienen los mismos resultados: en el centro de la rendija de entrada, la FWHM es menor para 546.1 nm seguido de 696.5 nm y 826.5 nm (ver figura 4.12) y la mejor SMTF de las longitudes de onda analizada se obtiene para 550, 700 y 850 nm respectivamente.

4.2.1.3. Resolución espacial

Utilizando como fuente de iluminación una fuente halógena y un filtro ecualizador, se han adquirido tres imágenes en tres bandas espaciales siguiendo los pasos expuestos en la sección 4.1.3.2 para una distancia objeto de 1 metro. En la figura 4.14 se analiza la variación de la FWHM de la PSF espacial con la longitud de onda correspondientes a las alturas de 3.3 mm (parte superior de la rendija), -0.1 mm (parte central) y -2.8 mm (parte inferior).

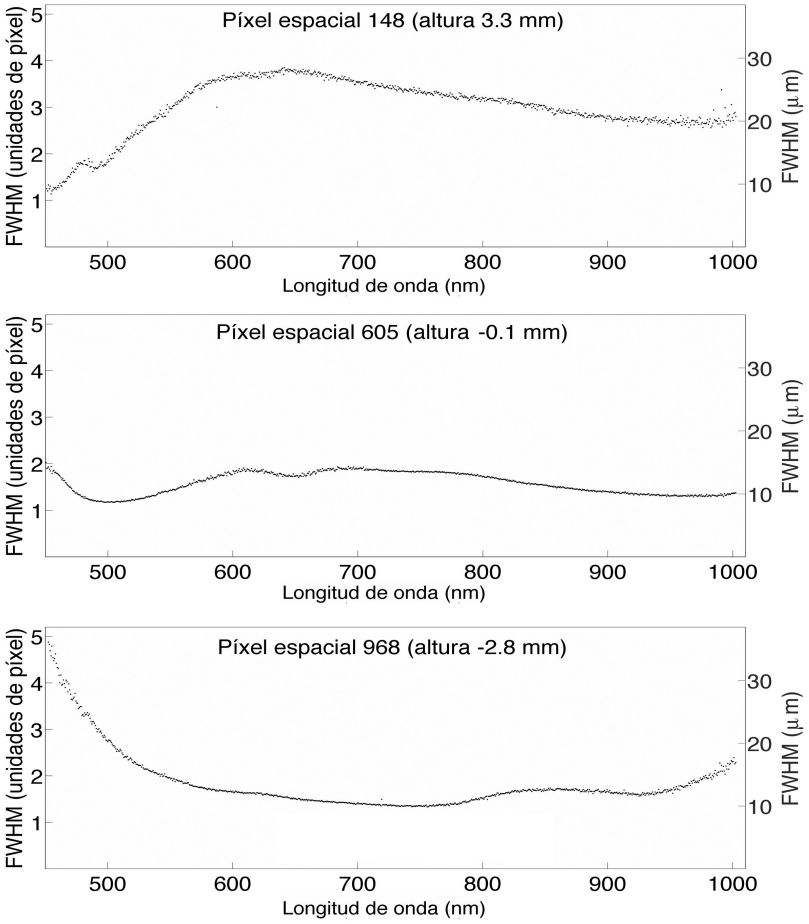


FIGURA 4.14: Evolución espectral de la FWHM espacial del prototipo 1 en el rango 450-1000 nm para una altura sobre la rendija de 3.3, -0.1 y -2.8 mm.

Altura (mm)	**FWHM media** (píxel)	**FWHM min.**	**FWHM max.**
+3.3	2.99±0.61	1.14	3.85
-0.1	1.58±0.23	1.17	1.95
-2.8	1.85±0.63	1.33	4.84

Tabla 4.2: Datos de la resolución espacial FWHM del prototipo 1 en el rango 450-1000 nm.

Un dato a destacar en las tres gráficas es que a pesar de la utilización del filtro ecualizador, en la región de 400-450 nm la señal recogida por el sensor es muy pequeña, no permitiendo caracterizar correctamente la resolución por lo que en las figuras sólo se representa la FWHM en la región 450-1000 nm.

En la tabla 4.2 se recogen los datos de la FWHM de la PSF espacial en el rango 450-1000 nm. En este rango se obtienen unos resultados para la anchura a mitad de altura de la PSF espacial menores que 4.84 píxeles, 35.8 μm, con una resolución media de 2.04±0.22 píxeles, 15.1±1.6 μm. Se observa que la banda espacial con mejor resolución y menor variación de la FWHM con la longitud de onda es la zona central de la rendija, punto de diseño del instrumento (ver figura 4.14).

Uno de los posibles factores que contribuye a la variación y a la pérdida de la resolución espacial del prototipo, es la dependencia o variación de la focal de la óptica externa con la longitud de onda. Aunque la óptica externa utilizada está corregida en aberración cromática en todo el rango utilizado se aprecia, durante el ajuste de la misma, un cambio de posición del sistema de enfoque a la hora de enfocar en una longitud de onda u otra. Como se ha comentado anteriormente el uso de una óptica externa totalmente reflectante evitaría esta contribución[1].

[1]Nótese que en el diseño analítico de los prototipos no está incluida la óptica externa.

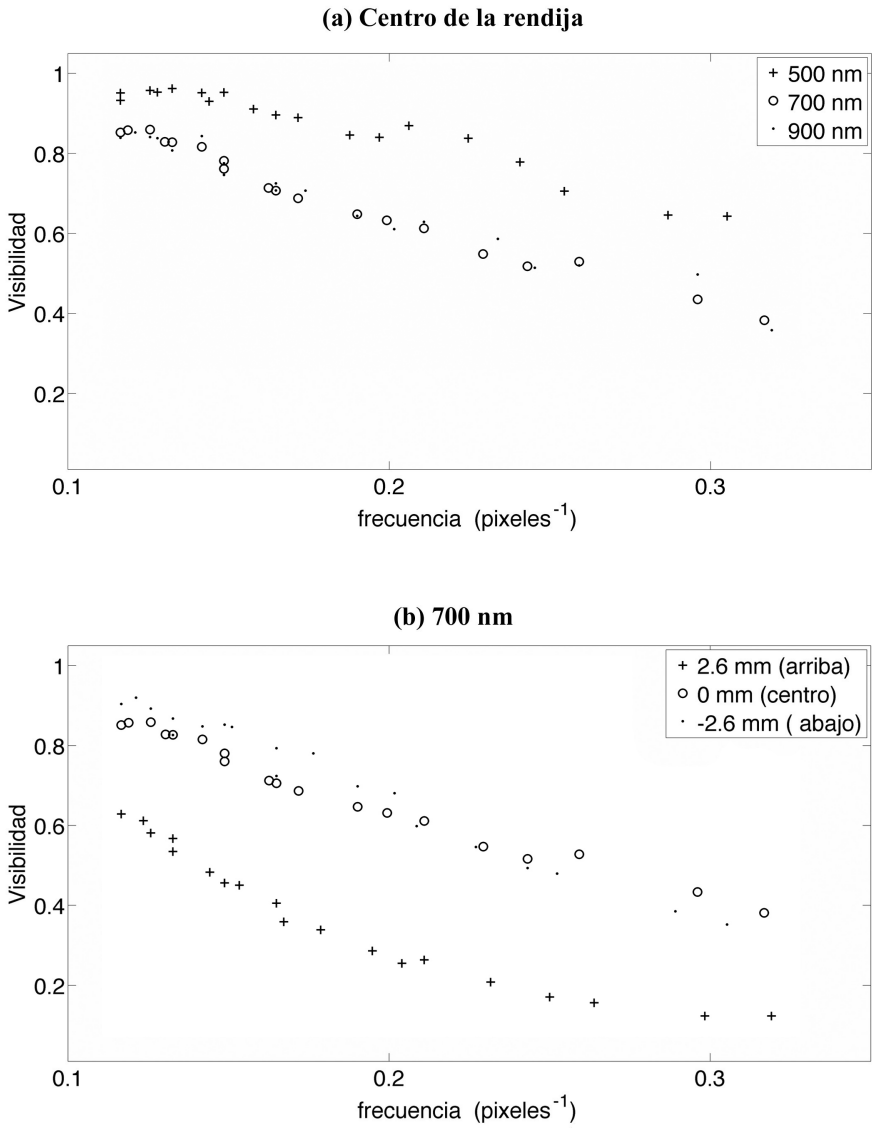


FIGURA 4.15: CTF del espectrómetro de imagen VIS-NIR para el centro de la rendija de entrada en tres longitudes de onda (500, 700 y 900 nm) y para la longitud de onda central del instrumento (700 nm) y tres alturas sobre la rendija (2.6, 0 y -2.6 mm).

El procedimiento para determinar la CTF del sistema en la región de interés, se ha llevado acabo con el objeto de la figura 4.8 enfocado a la distancia objeto de 1 metro iluminado con la fuente halógena en combinación con el filtro ecualizador. En la figura 4.15 se presentan las gráficas obtenidas para el centro de la rendija en tres longitudes de onda (500, 700 y 900 nm) y para la longitud de onda central del instrumento (700 nm) y tres alturas sobre la rendija (2.6, 0 y -2.6 mm).

Comparando los resultados de la FWHM de la figura 4.14 con las CTFs de la figura 4.15 se observa prácticamente en todos los casos, al igual que en el apartado anterior entre la FWHM de la SRF y la SMTF, una correspondencia entre menor FWHM y una mejor CTF.

4.2.1.4. Distorsiones

Smile

En la figura 4.16 se recogen las variaciones de a posición del máximo de intensidad de la señal para las longitudes de onda de 435.8 nm y 546.1 nm del mercurio y 696.5 nm, 826.5 nm y 912.3 nm el argón.

La mayor variación de la posición del máximo con la altura en la rendija es de 0.6 píxeles para la línea de 435.8 nm que corresponden a una variación de 4.4 μm. La línea que presenta menor distorsión es la línea de 546.1 nm con una variación en la posición máxima de 0.3 píxeles. En esta línea, el principal efecto que provoca dicha variación no es el *smile*. A simple vista puede apreciarse una ligera inclinación y ciertas oscilaciones posiblemente debidas a defectos en la rendija, en su iluminación o en el propio detector. Hay que destacar que dicha gráfica muestra una variación del máximo que corresponde a 2.2 μm a lo largo de 8.8 mm. Teniendo en cuenta que el instrumento está concebido para trabajar con *binning* 4, la distorsión a lo largo de la dimensión espacial es menor del 15 % del valor de un píxel para todas las longitudes de onda analizadas.

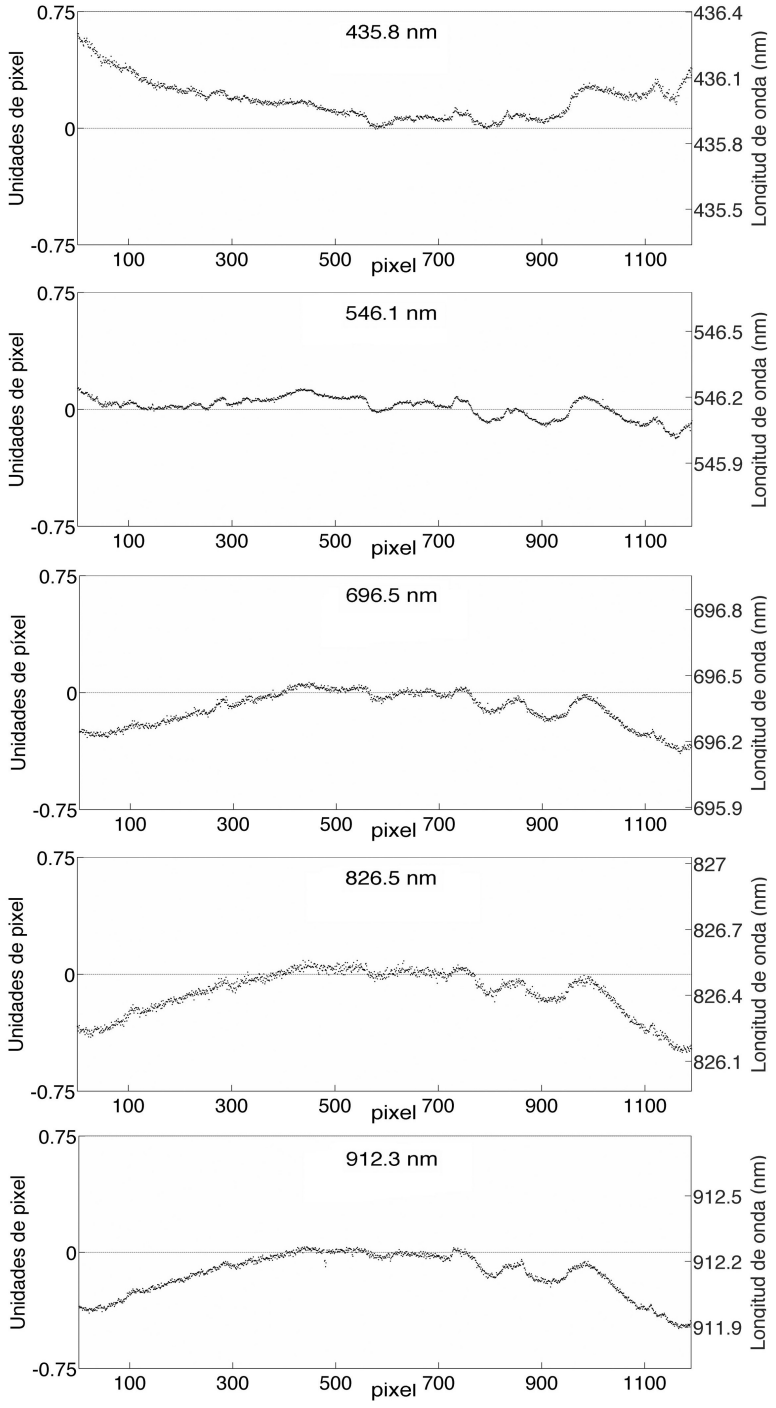


FIGURA 4.16: Evolución de la posición del máximo frente a la altura en la rendija para las líneas 435.8, 546.1, 696.5, 826.5 y 912.3 nm en el prototipo 1.

Keystone

En la figura 4.17 se presentan las gráficas de la variación de la posición del máximo de una banda espacial a lo largo de la dimensión espectral para una altura de de 3.3, -0.1 y -2.8 mm. Las imágenes utilizadas son las mismas que para la resolución espacial y como en ese caso, en la región 400-450 nm la señal no es suficiente para la obtención de valores fiables. En la región 450-1000 nm la variación máxima se produce para la altura de -2.8 mm donde el máximo y mínimo valor están separados 1.6 píxeles (11.8 μm). La mínima variación se produce en el centro de la rendija y es de aproximadamente 1 píxel (7.4 μm). Como en la sección anterior, se obtiene un valor de la distorsión total y no sólo de la distorsión producida por el sistema dispersivo Offner. En este caso, además de una posible rotación entre la CCD y los surcos de la red de difracción, es muy posible por los motivos comentados anteriormente que el principal elemento que contribuye a la distorsión sea el objetivo refractivo utilizado como óptica externa.

Con esta definición de la distorsión total y con el instrumento trabajando con *binning* 4, la máxima variación de la posición a lo largo de la dimensión espectral es menor del 40 % de un píxel.

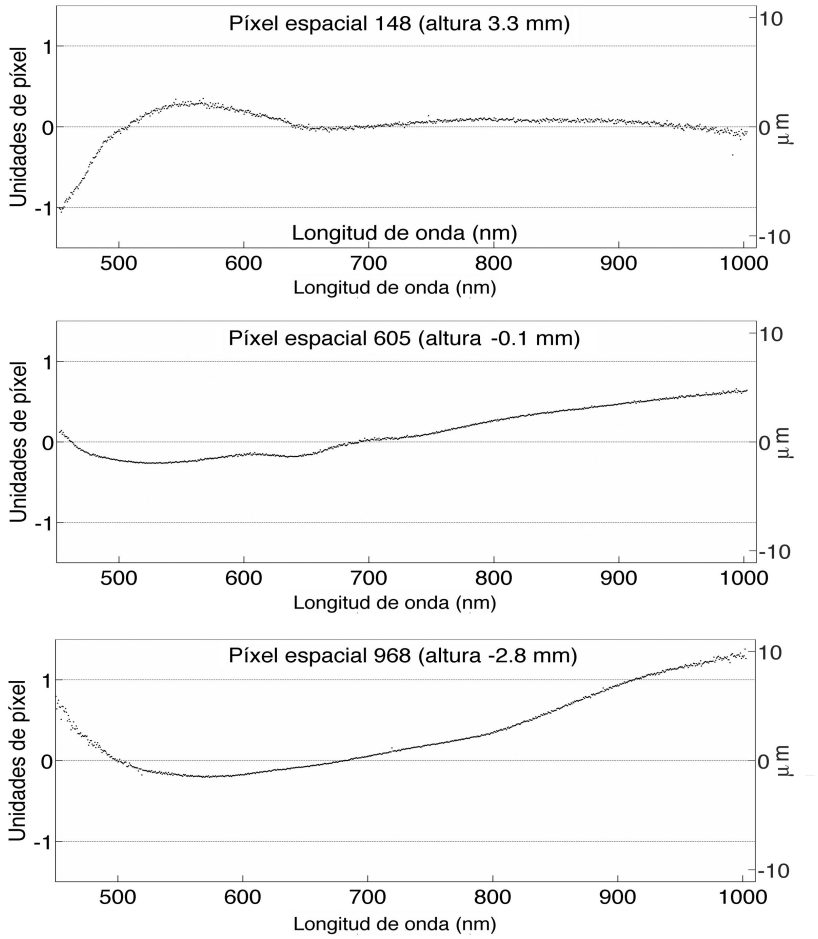


FIGURA 4.17: Evolución de la posición del máximo en función de la longitud de onda para las bandas espaciales situadas a una altura de de 3.3, -0.1 y -2.8 mm del prototipo 1 en el rango 450-1000 nm.

4.2.1.5. Tabla de especificaciones

Prototipo 1: Offner en plano 400-1000 nm			
Rango espectral (nm)	392.1-1002.4	Dispersión ($nm/\mu m$)	0.0959
Nº bandas espaciales*	298	Nº bandas espectrales*	215
FWHM espacial (píx.)	$\leq$ 4,84	FWHM espectral (píx.)	$\leq$ 4,17
Smile (píx.)	$\leq$ 0,6	Keystone (píx.)	$\leq$ 1,6
FOV(º)	21.7	IFOV(º)*	0.074

Tabla 4.3: Principales resultados de la caracterización del prototipo 1.
(*) Datos correspondientes a *Binning* 4

4.2.2. Prototipo 2: Espectrómetro VIS 530-660 nm

El sistema dispersivo de este prototipo se basa en la configuración en cuadratura comentada en la sección 2.4.2. En la sección 3.4.2 se encuentra una breve descripción del instrumento y diversas fotografías del mismo. Al final de este apartado, en la tabla 4.6 se recogen las principales características del instrumento.

4.2.2.1. Calibración espectral

El rango de diseño del prototipo es de 530-660 nm a lo largo de 8.2 mm. En esta ocasión se han utilizado para la calibración espectral lámparas de baja presión de Ar, Hg y Na y un láser DPSS de 532 nm. En el rango 589.6-660 nm en lugar de un láser de He-Ne emitiendo en 632.8 nm, se ha utilizado una fuente láser de diodo con una longitud de onda dada por el fabricante de 635±10 nm. Sin embargo, esta fuente láser con una anchura de la línea de emisión suficientemente estrecha como para usarla para la medida de la resolución espectral y el *smile*, presenta una indeterminación en la longitud de onda central que no alcanza la precisión necesaria para ser utilizada como fuente de calibración. La dimensión espectral de la CCD es de 11.84 mm, mucho mayor que los 8.2 mm del diseño,

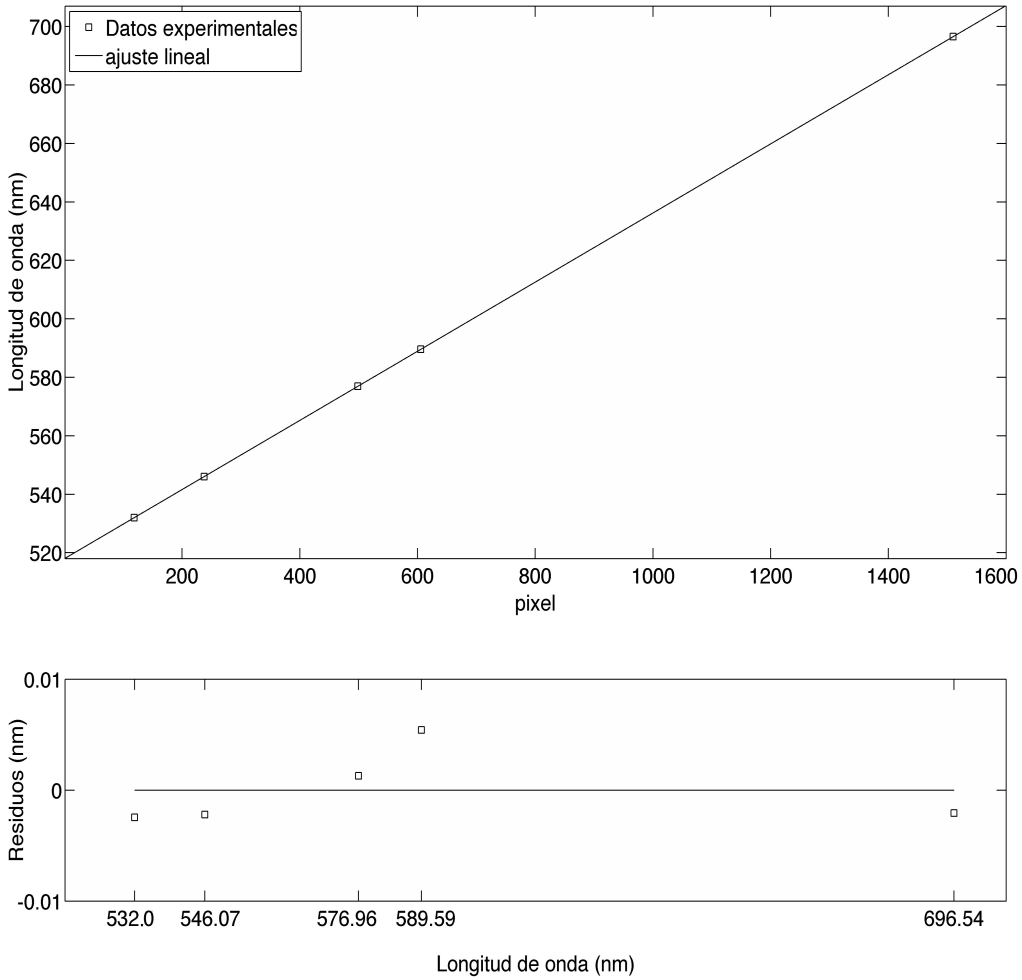


FIGURA 4.18: Calibración espectral del prototipo 2 en el centro de la rendija de entrada (píxel 413). En la parte inferior se muestra el resultado de los residuos para cada una de las longitudes de onda utilizadas.

lo que implica que el rango espectral que recoge es mucho mayor. En este caso es posible utilizar para la calibración picos del argón que caen fuera del rango espectral del instrumento.

Los picos seleccionados para la calibración han sido: 532.0 nm del láser DPSS, 546.07 nm y 576.96 nm de la lámpara de Mercurio, 589.6 nm del Sodio y el 696.5 nm de la lámpara de argón. Como en el caso del prototipo 1, la calibración se realiza para el punto central de los píxeles espaciales (píxel 413), que equivale al punto central efectivo de la rendija.

Utilizando los 1600 píxeles espectrales, obtenemos un rango espectral de aproximadamente 518 nm a 707 nm a lo largo de 11.8 mm. Esto implica una dispersión de aproximadamente 0.0160 $nm/\mu m$. El rango para el que el instrumento ha sido diseñado es de 530 a 660 nm. Seleccionando los píxeles de la dimensión espectral del número 100 al 1200, se obtiene un espectrómetro en el rango 529.8 a 659.8 nm. Para estos píxeles N, la relación entre posición y longitud de onda se puede expresar como:

$$\lambda(nm) = 0{,}1183N + 529{,}69 \tag{4.12}$$

Analizando el valor de los residuos en la parte inferior de la figura 4.18 se puede apreciar que la mayor diferencia se produce para la longitud de onda de 589.6 nm con una diferencia con el valor real de 0.0054 nm que corresponde a una diferencia de posición en la CCD de 0.34 μm (menor que el 5 % de un píxel).

Por último se compara el valor de la dispersión obtenido de 0.0160 $nm/\mu m$ con el valor dado por el OSLO-EDU de 0.0159 $nm/\mu m$ (130 nm en 8.2 mm) que coincide con el obtenido mediante la expresión 4.5 ($R_2 = 70$ mm y $p = 900$ $lineas/mm$). La diferencia encontrada entre ambos valores es del 0.6 % y, al igual que en el prototipo 1, posiblemente sea debida a diferencias en el valor de R_2, de p de la red de difracción o a pequeños errores en el alineamiento.

El prototipo 2 tampoco está aislado térmicamente, lo que lleva a ciertas variaciones de la calibración que, en este caso, no han sido analizadas.

4.2.2.2. Resolución espectral

En la figura 4.19 se presentan las gráficas de la variación de la anchura FWHM de la SRF a lo largo de la rendija de entrada para 4 longitudes de onda dentro del rango de diseño. Se analizan las líneas de 532.0 nm del láser DPSS, 546.1 nm del mercurio y 589.6 nm del sodio para la mayor apertura del sistema (número f=3.3). En el rango de 590-660 nm la anchura espectral del láser de diodo, cuya longitud de onda central no se ha usado para la calibración, es suficientemente estrecha como para considerarla despreciable y utilizarla para la obtención de la SRF. Según la calibración espectral de nuestro prototipo, le corresponde una longitud de onda de 637.6 nm, compatible con el dato suministrado por el fabricante de 635±10 nm.

Un dato que llama la atención es la mayor dispersión de los datos en las gráficas correspondientes a las longitudes de onda de 532.0 y 635±10 nm. Se trata de fuentes láser que presentan cierto moteado (*speckle*) debido a la utilización del difusor delante de la óptica externa, ya que se trata de fuentes con radiación mucho más coherente que la proveniente de las lámparas de descarga. Sin embargo, el valor medio de la FWHM obtenido para estas fuentes es igualmente válido. La única diferencia significativa debida a este efecto es la comentada presencia de una mayor dispersión en los datos obtenidos.

Los resultados de la FWHM se recogen en la tabla 4.4. Para cualquiera de las líneas analizadas, la FWHM es menor que que 3.80 píxeles, 0.45 nm en unidades de longitud de onda, con una resolución media de 2.15±0.11 píxeles, 0.25±0.02 nm. El valor de la anchura de la rendija de entrada (10 μm), menor que la del prototipo 1 (15 μm), no parece ser en este caso un factor limitante (aunque si significativo) en la resolución espectral.

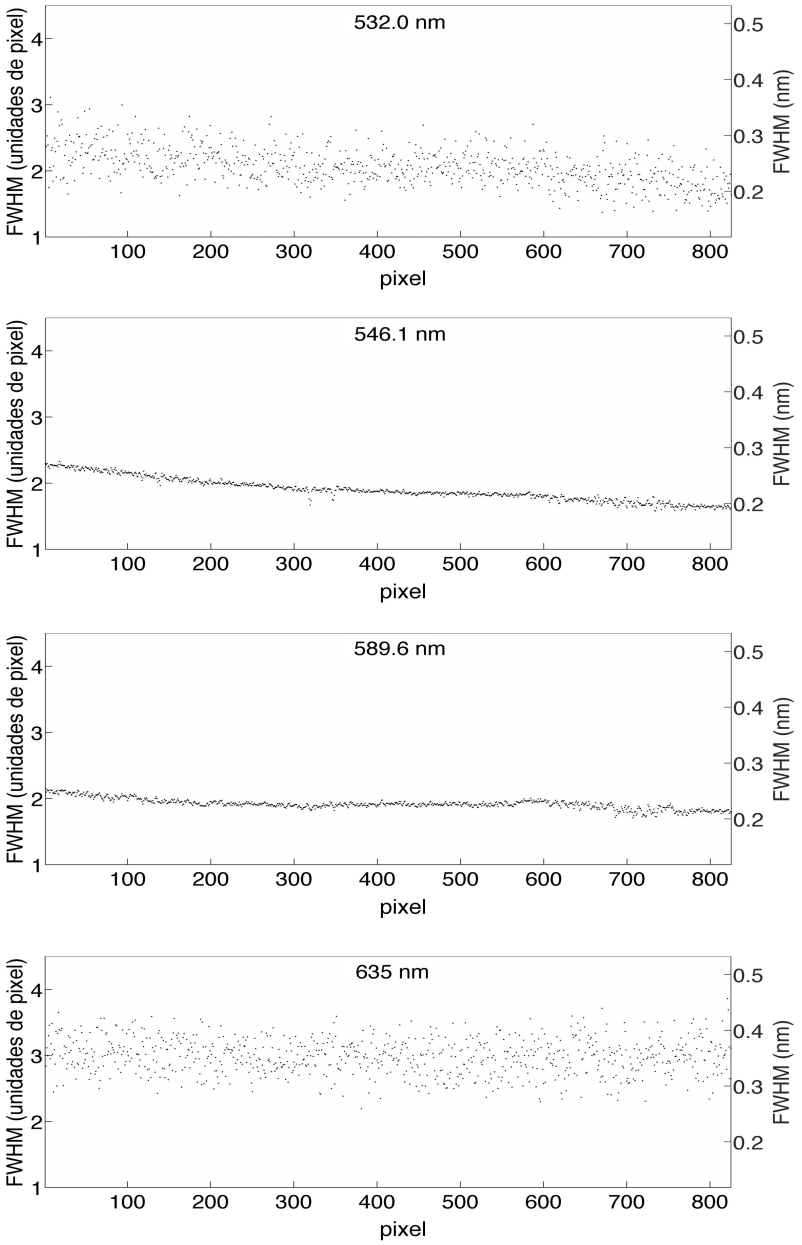


FIGURA 4.19: Evolución de la FWHM de las líneas de 532.0, 546.1, 589.6 y 635 nm en función de la altura sobre la rendija del prototipo 2.

λ (nm)	**FWHM (píxel)**	**FWHM min.**	**FWHM max.**
532.0	2.06±0,27	1.37	3.11
546.06	1.90±0.17	1.90	2.33
589.59	1.92±0.08	1.71	2.16
637.6	2.99±0.27	2.19	3.80

Tabla 4.4: Datos de la resolución espectral FWHM en el prototipo 2.

En comparación con el prototipo anterior, el prototipo 2 presenta, para las longitudes de onda analizadas, una mayor uniformidad de la FWHM. Por otro lado, hay que resaltar que entre 637.6 nm y 660 nm resulta imposible aplicar este método para caracterizar la resolución espectral al no disponer de ninguna fuente con líneas espectrales en ese rango. También es destacable el hecho de que, en este prototipo, los ajustes gaussianos realizados en cada una de las bandas espaciales representan más fielmente la distribución de la señal registrada.

El otro método propuesto para caracterizar la resolución espectral a través de la obtención de la SMTF del instrumento permite caracterizar cualquier longitud de onda dentro del rango del instrumento. En la figura 4.20 se presentan los resultados de las curvas SMTF obtenidas para el centro de la rendija en las longitudes de onda de 540, 595 y 650 nm y para la longitud de onda central (595 nm) en tres alturas sobre la rendija, 2.5, 0 y -2.5 mm.

En ambas gráficas, las curvas de la SMTF se ajustan a funciones gaussianas lo que si se corresponde, en este caso, a una respuesta de impulso gaussiana asociada. En las curvas se pone de manifiesto además, la mayor uniformidad en la resolución espectral del instrumento. La SMTF para la longitud de onda de 650 nm, lleva a suponer que la resolución para longitudes de onda largas es ligeramente peor, comportamiento compatible con la gráfica de la FWHM obtenida para el láser de 635 nm (ver figura 4.19).

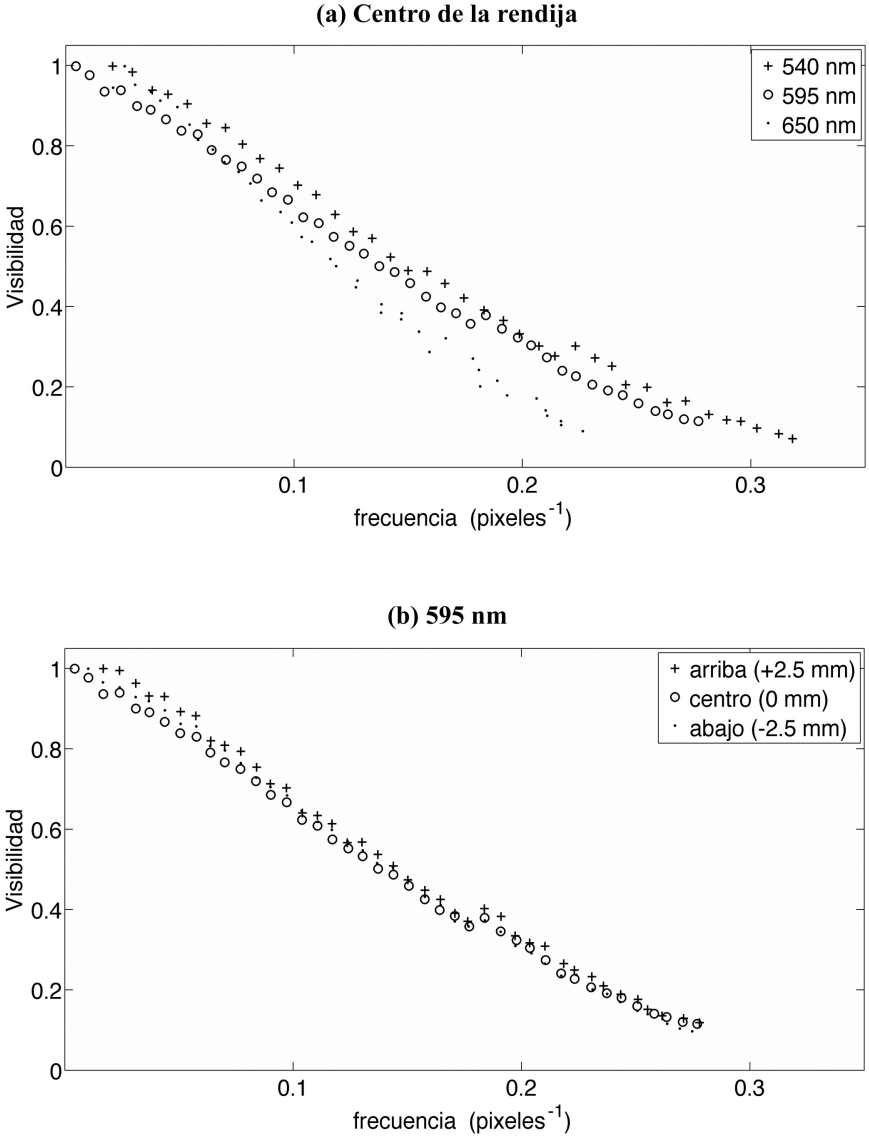


FIGURA 4.20: SMTF del prototipo 2 para el centro de la rendija de entrada en 550, 595 y 650 nm (parte superior) y para 595 nm en tres alturas de la rendija de entrada: 2.5, 0 y -2.5 mm (parte inferior).

4.2.2.3. Resolución espacial

En la figura 4.21 se muestra la variación de la FWHM de la PSF espacial con la longitud de onda para las bandas espaciales correspondientes a las alturas sobre la rendija de 2.7, 0 y -2.8 mm. La distancia objeto es 1 m y el sistema funciona con la mayor apertura numérica ($f = 3{,}3$). En este prototipo la respuesta espectral del detector para la fuente de iluminación halógena y el filtro ecualizador, permite analizar en la misma imagen la evolución de la FWHM en todo el rango espectral. En la tabla 4.5 se resumen los datos de la FWHM de la PSF espacial.

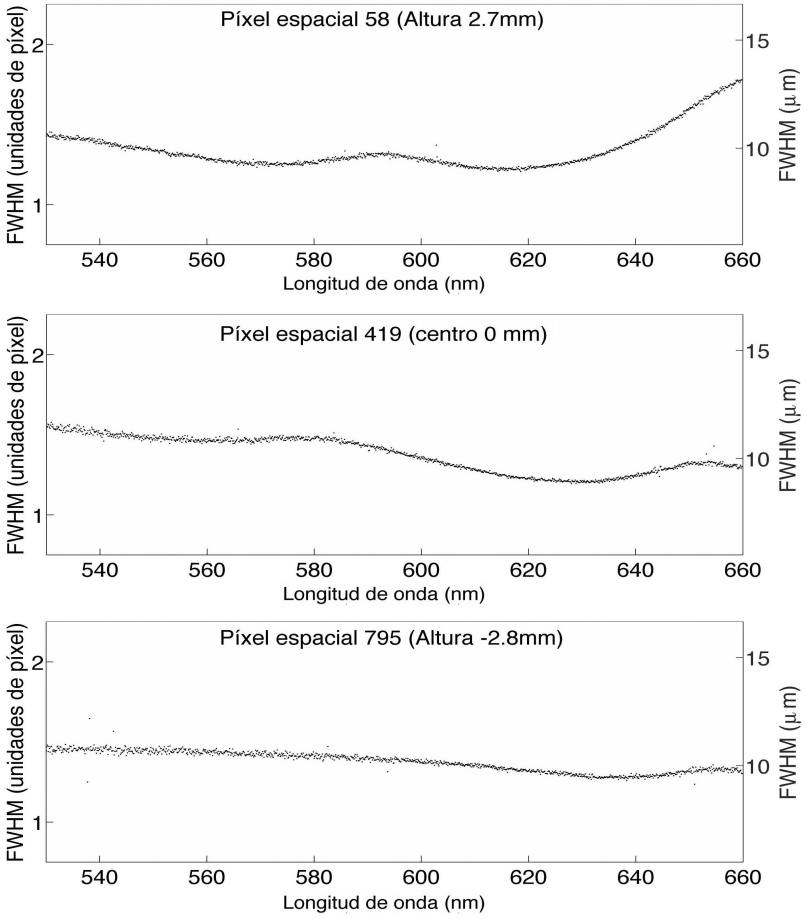


FIGURA 4.21: Evolución espectral de la FWHM espacial del prototipo 2 para una altura sobre la rendija de entrada de 2.7, 0 y -2.8 mm.

Altura (mm)	**FWHM**(píxel)	**FWHM min.**	**FWHM max.**
+2.7	1.34±0.13	1.21	1.78
0.0	1.38±0.11	1.20	1.58
-2.8	1.38±0.06	1.26	1.48

Tabla 4.5: Datos de la resolución espacial FWHM del prototipo 2.

La FWHM de la PSF espacial obtenida en todo el rango espectral muestra valores menores que 1.78 píxeles, 13.17 μm, con una resolución media de 1.37±0.10 píxeles, 10.14±0.74 μm.

El rango espectral de este espectrómetro no es tan grande y la dependencia de la PSF del objetivo refractivo con la longitud de onda no es tan significativa, permitiendo obtener unos resultados con una muy buena resolución espacial.

A continuación, en la figura 4.22 se presentan las curvas CTF obtenidas para la longitud de onda central del instrumento (595 nm) y tres alturas sobre la rendija y para el centro de la rendija en tres longitudes de onda (540, 595 y 650 nm). Comparando las gráficas de la FWHM de la figura 4.21 con las gráficas correspondientes al prototipo 1 (ver figura 4.14), se observa que el prototipo 2 tiene una resolución espacial mejor y más uniforme. Sin embargo, estas diferencias no resultan tan evidentes cuando se comparan las curvas de la CTF de ambos prototipos (ver figuras 4.22 y 4.15).

Por último se puede comentar que las diferencias encontradas en las curvas de la figura 4.22(a) para el centro de la rendija (parte superior) no aparecen representadas de forma evidente al evaluar la evolución de la FWHM para el centro de la rendija de entrada en función de la longitud de onda (ver figura 4.21), donde la FWHM se mantiene considerablemente uniforme.

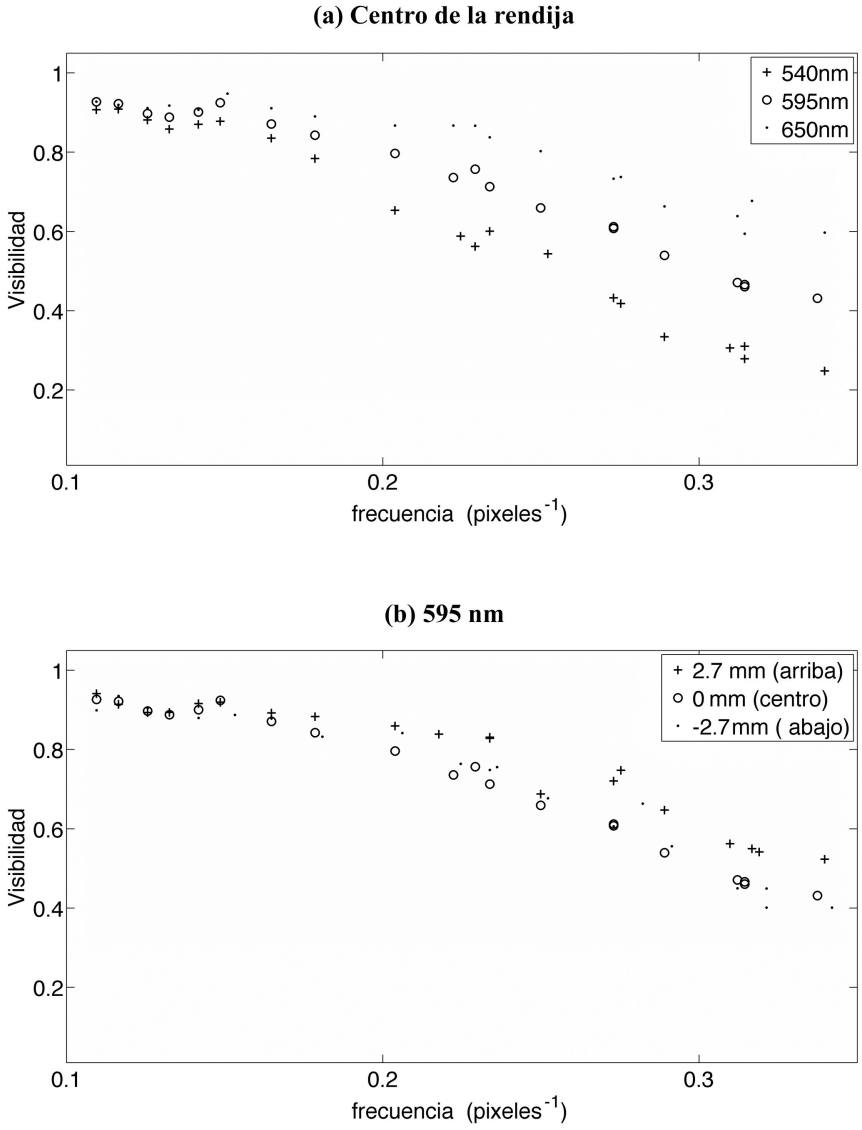


FIGURA 4.22: CTF del espectrómetro de imagen VIS para el centro de la rendija en tres longitudes de onda (540, 595 y 650 nm) y para la longitud de onda de 595 nm y tres alturas sobre la rendija de entrada (2.7, 0 y -2.7 mm).

4.2.2.4. Distorsiones

Smile

En la figura 4.23 se presentan las gráficas de la variación espacial de la posición del máximo para las longitudes de onda de 532.0, 546.1, 589.6 y 637.6 nm. Lo primero que se observa en esta figura, a parte de la ya comentada mayor dispersión en las longitudes de onda de las fuentes láser, es una inclinación evidente que puede ser eliminada con una simple rotación de la rendija de entrada con respecto a los surcos de la red de difracción.

Realizando un ajuste lineal en las cuatro longitudes de onda, se obtiene una rotación media de las líneas de 0.07º. Una rotación tan pequeña resulta complicada de eliminar experimentalmente debido a que con los sistemas optomecánicos de rotación utilizados, no es sencillo alcanzar esa precisión. Para analizar el resto de factores que contribuyen a la distorsión se elimina esta inclinación numéricamente y se presentan los resultados en la figura 4.24. En ninguna de las gráficas se ha expresado la equivalencia en longitudes de onda ya que con la rotación numérica realizada, la calibración espectral pierde su validez.

Analizando la figura 4.24, se puede apreciar que la distorsión debida al *smile* es mínima, quedando enmascarada por la dispersión de los puntos en las gráficas de las longitudes de onda de las fuentes láser. En las gráficas correspondientes a 546.1 y 589.6 nm, las variaciones en la posición debidas a defectos de la rendija o a la falta de homogeneidad en la iluminación también son mayores que las debidas al *smile*.

La distorsión total a lo largo de la dimensión espacial, sin tener en cuenta la inclinación, es menor que 0.30 píxeles (2.2 μm o 0.04 nm). Con estos datos, se puede asegurar que el *smile* debido al sistema de dispersión diseñado es mucho menor que esa cantidad. Considerando *binning* 4, la distorsión total representada como la variación máxima de aposición del máximo a lo largo de la rendija, sin tener en cuenta la inclinación, es menor del 7.5 % del valor del píxel para todas las longitudes de onda analizadas.

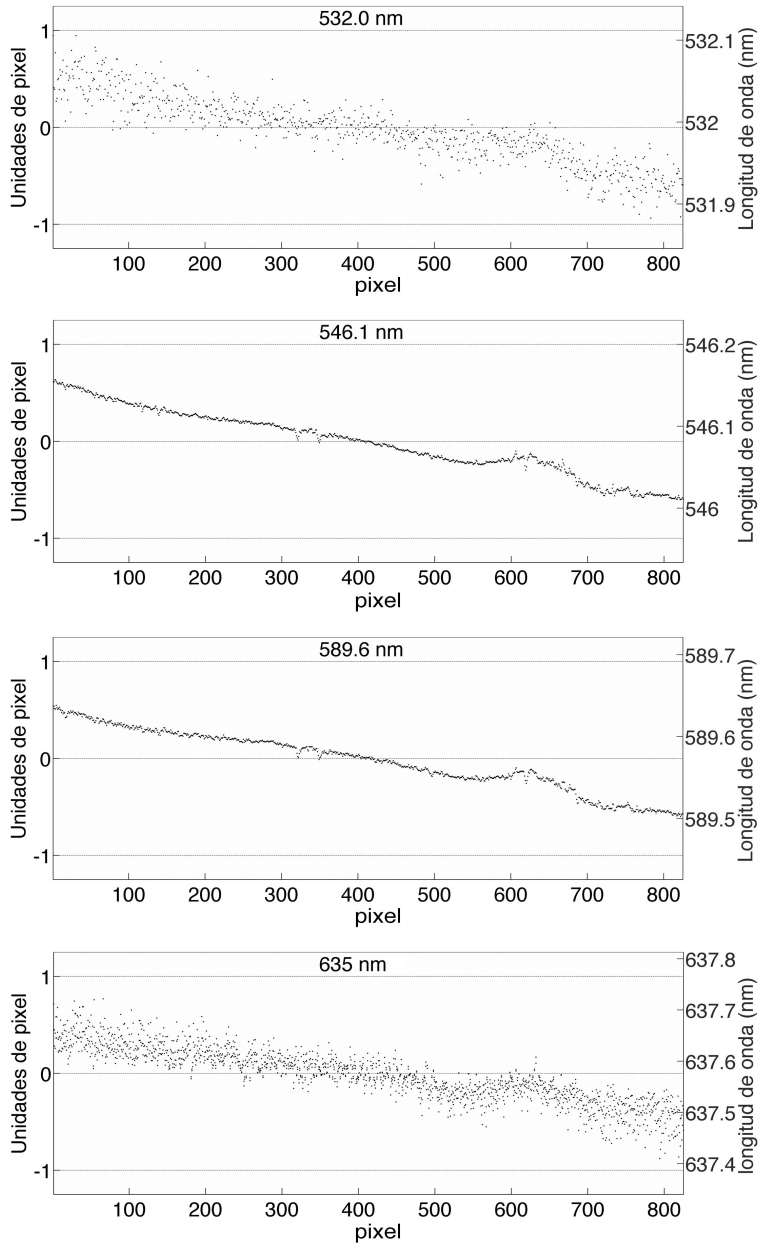


FIGURA 4.23: Evolución de la posición del máximo frente a la altura en la rendija para las líneas de 532.0, 546.1, 589.6 y 637.6 nm en el prototipo 2.

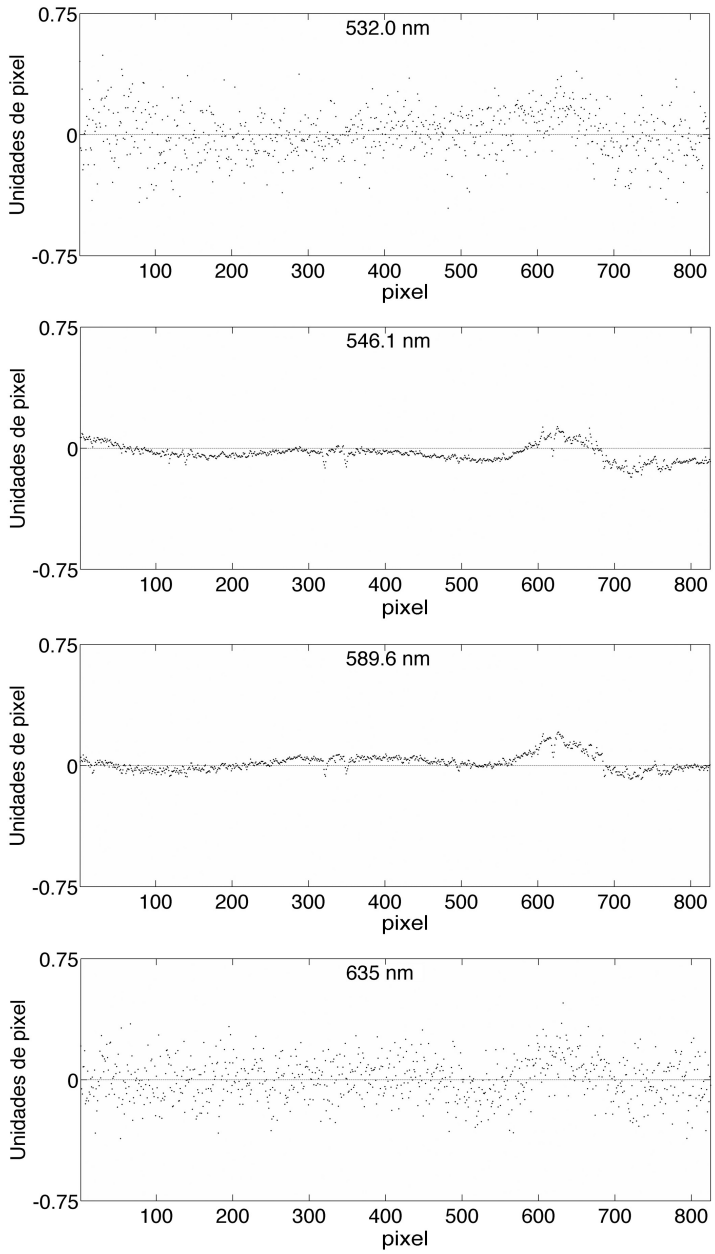


FIGURA 4.24: Evolución de la posición del máximo frente a la altura en la rendija para las líneas de 532.0, 546.1, 589.6 y 637.6 nm en el prototipo 2 una vez eliminada numéricamente la inclinación.

Keystone

En la figura 4.25 se presenta la distorsión a lo largo de la dimensión espectral representando la posición del máximo de los ajustes gaussianos realizados con las mismas imágenes utilizadas para evaluar la FWHM de la PSF espacial.

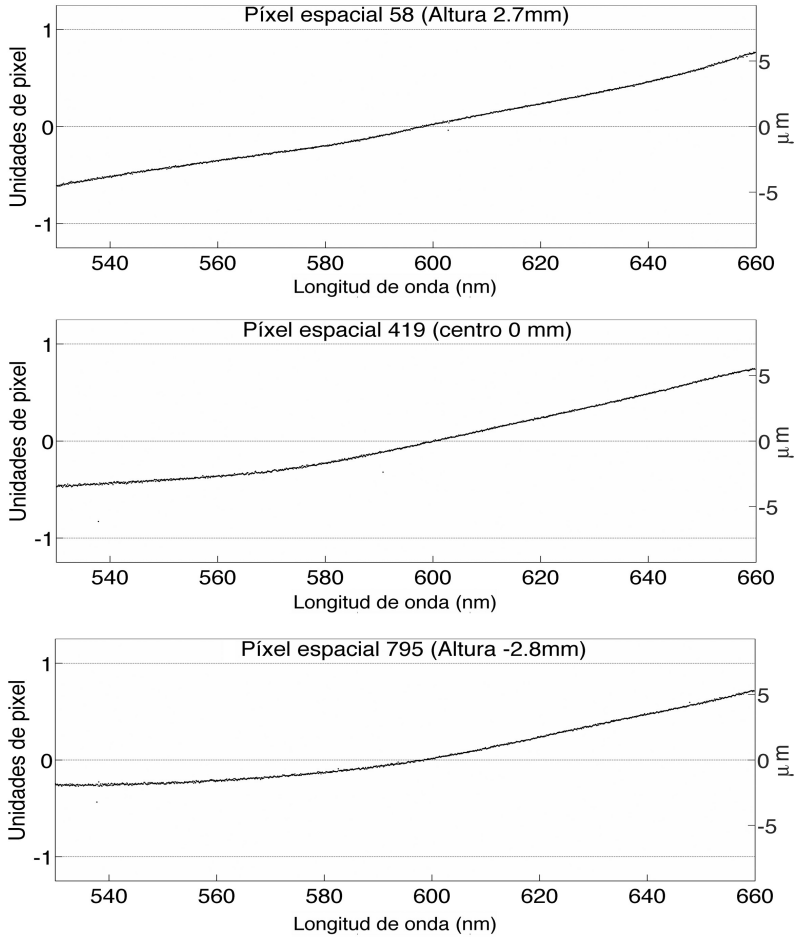


FIGURA 4.25: Evolución de la posición del máximo para las bandas espaciales situadas a una altura de 2.7, 0 y -2.8 mm frente a la longitud de onda del prototipo 2.

Como en el caso del apartado anterior, la mayor contribución al cambio de posición espacial con la longitud de onda, se debe a una rotación, esta vez entre la

red de difracción y la CCD, rotación compatible con la rotación necesaria para compensar la inclinación espectral. Esta rotación se obtiene como en el caso anterior con la media de los ajustes lineales a las tres gráficas de las figura 4.25. La rotación media es de 1.2 píxeles en 1100 píxeles espectrales que corresponde a un ángulo de 0.06º. La figura 4.26 muestra las gráficas del cambio de posición del máximo una vez eliminada numéricamente esa inclinación.

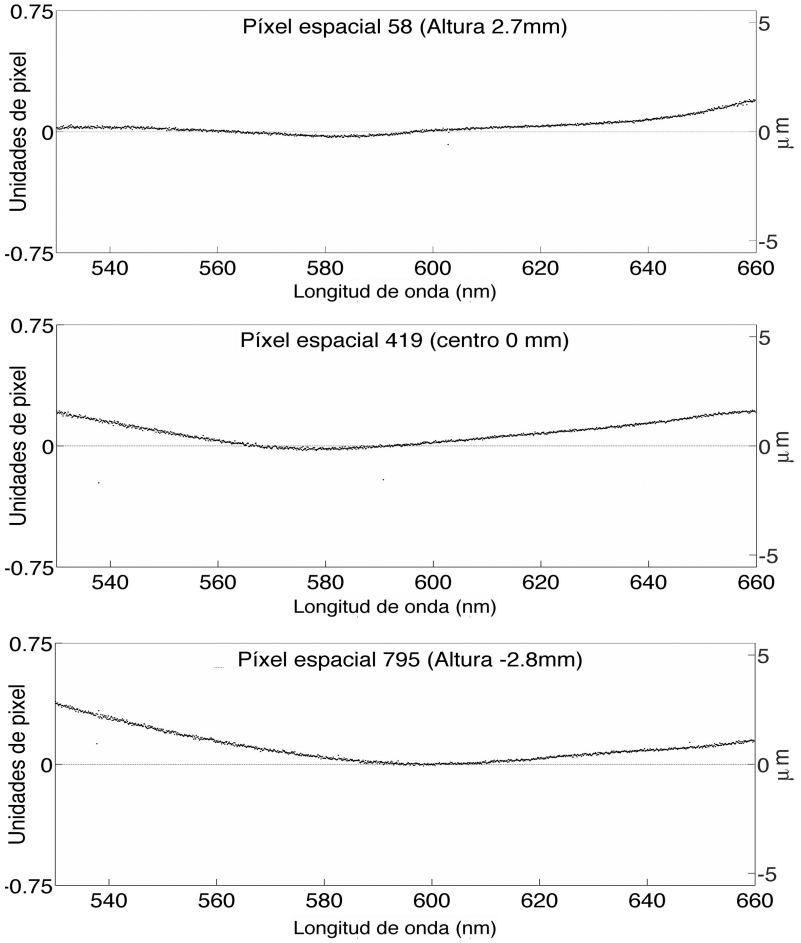


FIGURA 4.26: Evolución de la posición del máximo para las bandas espaciales situadas a una altura de 2.7, 0 y -2.8 mm frente a la longitud de onda del prototipo 2 (una vez eliminada numéricamente la inclinación).

La distorsión total a lo largo de la dimensión espectral, sin tener en cuenta la inclinación es menor que 0.38 píxeles (2.3 μm) lo que supone, con *binning* 4, el 7.7 % del valor de un píxel. En comparación con el prototipo 1, con mayor rango espectral, las posibles aberraciones cromáticas del objetivo formador de imagen no contribuyen tanto a las distorsiones espaciales debido precisamente a que el rango espectral del prototipo 2 es considerablemente menor.

4.2.2.5. Tabla de especificaciones

Prototipo 2: Offner en cuadratura 530-660 nm			
Rango espectral (nm)	529.8-659.8	Dispersión ($nm/\mu m$)	0.0160
Nº bandas espaciales*	203	Nº bandas espectrales*	277
FWHM espacial (píx.)	$\leq$ 3,80	FWHM espectral (píx.)	$\leq$ 1,78
Smile (píx.)	$\leq$ 0,30	Keystone (píx.)	$\leq$ 0,38
FOV(º)	15.1	IFOV(º)*	0.074

Tabla 4.6: Principales resultados de la caracterización del prototipo 2. (*) Datos correspondientes a *Binning* 4

4.3. Conclusiones

Las técnicas presentadas en este capítulo han resultado ser efectivas para la caracterización óptica de prototipos de imagen de espectrómetros tipo Offner y pueden ser aplicadas en general para cualquier sistema hiperespectral dispersivo tipo *pushbroom*. Los resultados obtenidos corroboran la calidad espacial y espectral de ambos prototipos. El prototipo VIS de 530-660 nm muestra, en comparación, una mejor y mayor uniformidad en la resolución tanto espectral como espacial manteniendo unas distorsiones muy reducidas. Esto puede ser debido a que el diseño realizado, basado en las técnicas analíticas descritas en el capítulo 2, se ha implementado directamente, al contrario que el prototipo 1 en el que

posteriormente se ha realizado una optimización numérica para alcanzar un valor entero en milímetros del radio de las superficies (ver sección 2.4). Otro factor importante que contribuye a la mejor calidad del prototipo 2 es el ya comentado efecto de la óptica externa refractiva en un rango espectral mucho menor.

En base a los resultados obtenidos, también se puede afirmar que los principales factores que limitan la calidad óptica de ambos instrumentos no son debidos al diseño de la unidad dispersiva. Los factores que más contribuyen a la pérdida de resolución y/o al aumento de distorsiones son: los defectos de la rendija de entrada, que puede ser un factor limitante en la resolución espectral pero que en ambos casos influye principalmente en la distorsión a lo largo de la dimensión espacial; la red de difracción convexa que al no tener un *blaze* optimizado resulta poco eficiente y debido a esto y a su calidad puede introducir luz parásita en el detector (otros órdenes, reflejos o *scattering*) y la óptica externa refractiva que puede afectar a la resolución espacial y a la distorsión en la dimensión espacial.

Otro factor a tener en cuenta en la caracterización es el detector que, además de limitar la resolución espacial y espectral del sistema especialmente cuando se utiliza con binning 4, resulta un factor limitante en la caracterización de ambos sistemas debido a la frecuencia de muestreo del mismo. Esto resulta evidente al tratar de realizar un análisis profundo de la PSF y SPSF en lugar del análisis realizado de la FWHM de las mismas.

También es necesario resaltar que las tolerancias, tanto en las incertidumbres en el valor de los parámetros de los elementos ópticos utilizados como en errores en el alineamiento, pueden explicar las diferencias entre los resultados experimentales y los obtenidos por simulación numérica de los diseños realizados.

Finalmente, destacar que la principal conclusión de los análisis de datos llevados a cabo en este capítulo y del trabajo realizado en este proyecto de tesis, es la verificación experimental de que las técnicas de diseño analíticas expuestas en el capítulo 2 junto con los métodos de alineamiento expuestos en el capítulo 3 permiten la construcción de prototipos de espectrómetros de imagen tipo Offner de alta calidad.

Conclusions

The techniques presented in this chapter have proven to be effective for the optical characterization of Offner imaging spectrometers and can be applied to any kind of pushbroom dispersive hyperspectral system. The results corroborate the spatial and spectral quality of both prototypes. Compared to VIS-NIR prototype, the VIS 530-660 nm system shows better spectral and spatial resolutions and greater uniformity while distortions remain low. This may be due to the direct implementation of the design, based on the analytical techniques described in chapter 2. This was not the case in the prototype 1 wherein a subsequent numerical optimization has been made to achieve an integer value in millimeters of the surface radii (see section 2.4). Another important factor that contributes to the better quality of the prototype 2 is the already mentioned effect of the refractive foreoptics in a much smaller spectral range.

Based on the results, it can be concluded that the principal factors limiting the optical quality of both instruments are not due to the dispersive unit design. The major contributions to the loss of resolution and/or to increase distortions come from: the imperfections of the entrance slit, which can be a limiting factor on spectral resolution, but in both cases it mainly affects the distortion along the spatial dimension; the convex diffraction grating with unoptimized blaze, which can introduce stray light on the detector (other orders, reflections or scattering) and the refractive foreoptics, affecting both the spatial resolution and the distortion in the spatial dimension.

Another factor to consider in the characterization is the detector. The detector not only limits the spatial and spectral resolution of the system, especially when it is used with binning 4, but is also a limiting factor in the characterization of the two systems because of its sampling frequency. This is evident when a thorough analysis of the shape of PSF and SPSF is considered instead of analyzing only their FWHM.

It is also necessary to emphasize that the uncertainties associated to the value of the parameters of the optical elements, as well as alignment errors, could explain the differences between the experimental results and those obtained by numerical simulation.

Finally, the analysis performed in this chapter experimentally verifies the analytical design techniques discussed in chapter 2, together with the alignment method presented in chapter 3. As a result, it is possible to conclude that the methods described throughout this work allow the construction of high quality prototypes of Offner imaging spectrometers.

USC UNIVERSIDADE DE SANTIAGO DE COMPOSTELA

Capítulo 5

Conclusiones

A lo largo de este proyecto de tesis se han desarrollado las técnicas de diseño, los métodos de montaje, alineamiento y caracterización necesarios para la construcción de prototipos de laboratorio de espectrómetros de imagen Offner. En concreto, dos prototipos de espectrómetros de imágen Offner han sido construidos y caracterizados: un sistema hiperespectral en el rango 400-1000 nm basado en un sistema Offner en plano y un sistema en el rango 530-660 nm basado en un sistema Offner fuera de plano. Ambos prototipos han sido diseñados, ensamblados y caracterizados utilizando dichas técnicas.

A continuación se recogen las principales conclusiones obtenidas en los diferentes capítulos de esta tesis doctoral:

- En el capítulo 1 de esta tesis se ha justificado la necesidad del desarrollo de sensores hiperespectrales de alta calidad y bajo coste para su aplicación en actividades con un presupuesto reducido y se ha propuesto el sistema Offner como un sistema que cumple ambos requisitos.

- En el capítulo 2 se han presentado técnicas de diseño que parten de modelos totalmente analíticos basados en la teoría de aberración de redes y que, aplicadas al sistema Offner, han permitido optimizar el sistema en su forma más simple por medio de la eliminación o minimización de determinadas aberraciones de bajo orden como son el astigmatismo y el coma. Las técnicas empleadas han conseguido diseñar rápidamente espectrómetros tipo Offner con calidades de imagen comparables a otros diseños, generalmente numéricos, que utilizan elementos no esféricos o redes de difracción corregidas en aberraciones. Al mismo tiempo, estas técnicas de diseño, han permitido analizar y explorar nuevas configuraciones en las que la rendija de entrada del espectrómetro se encuentra fuera del plano de dispersión. En este mismo capítulo, se han presentado dos diseños particulares de espectrómetros de imagen tipo Offner siguiendo dichas técnicas y su calidad ha sido verificada numéricamente con la ayuda de una versión gratuita de un software comercial de diseño óptico.

- En el capítulo 3 se han descrito los elementos ópticos y optomecánicos utilizados junto con un sencillo y rápido protocolo de alineamiento desarrollado durante este proyecto de tesis que, explotando la configuración concéntrica del sistema Offner, ofrece un método que permite alinear un sistema hiperespectral Offner completo en unas pocas horas.

- En el capítulo 4 se han presentado las técnicas de caracterización desarrolladas para evaluar la calidad de cualquier sistema hiperespectral dispersivo tipo *pushbroom*. Estas técnicas han resultado ser efectivas para la caracterización óptica de ambos prototipos. En base a los resultados obtenidos con dichas pruebas, se puede afirmar que los principales factores que limitan la calidad óptica de ambos instrumentos no son debidos al diseño de la unidad dispersiva. Los factores que más contribuyen a la pérdida de resolución y/o al aumento de las distorsiones son: la calidad de la rendija de entrada, influyendo principalmente en la distorsión a lo largo de la dimensión espacial; la red de difracción convexa que sin un *blaze* optimizado puede introducir luz parásita en el detector; la óptica externa refractiva, que afecta tanto

a la resolución espacial como a la distorsión en la dimensión espacial y el detector, que limita la resolución espacial y espectral del sistema especialmente cuando se utiliza con *binning* 4. Las diferencias obtenidas entre los resultados experimentales y los obtenidos por simulación numérica de los diseños realizados no han sido significativas pudiendo ser debidas tanto a las incertidumbres en el valor de los parámetros de los elementos ópticos utilizados como a errores en el alineamiento. La principal conclusión del análisis de datos llevado a cabo en este capítulo y por tanto del trabajo realizado en este proyecto de tesis, ha sido la verificación experimental de las técnicas de diseño analíticas expuestas en el capítulo 2 y la validación de los métodos de alineamiento expuestos en el capítulo 3 que permiten la construcción de prototipos de espectrómetros de imagen tipo Offner de alta calidad.

Una vez analizadas las conclusiones del trabajo realizado se deduce que el principal y único inconveniente para la obtención de un espectrómetro de imagen Offner de alta calidad y bajo coste a partir del trabajo realizado en este proyecto de tesis es la utilización de una red de difracción convexa. Una red de difracción convexa de alta calidad con un *blaze* optimizado eleva el coste del sistema de forma considerable debido, principalmente, a la escasa comercialización de este tipo de redes de difracción. El uso de una red convexa con un *blaze* no optimizado no afecta a la validez de las técnicas de diseño, métodos de alineamiento o a la calidad óptica de los prototipos construidos en lo que a resolución espacial o espectral y distorsiones se refiere. Sólo plantea el problema del aprovechamiento de la luz que recoge el instrumento ya que parte de ella se pierde en los órdenes de difracción no utilizados.

Por último vale la pena mencionar que, como continuación de este trabajo y en base a los satisfactorios resultados obtenidos, resultaría muy interesante para numerosas aplicaciones la construcción de equipos portátiles y autónomos a partir de los prototipos de laboratorio ya construidos y validados.

Conclusions

Throughout this work, design techniques, methods of assembly, alignment and characterization have been developed for laboratory prototyping of Offner imaging spectrometers. Specifically, two laboratory prototypes have been constructed and characterized: an hyperspectral system in the range 400-1000 nm based on an Offner system in-plane and a system based on an off-plane Offner system in the range 530-660 nm. Both prototypes have been designed, assembled and characterized using these techniques.

In the following, the main conclusions obtained in the different chapters of this doctoral thesis are presented:

- *In Chapter 1 of this work, the need to develop high quality and low cost hyperspectral sensors to be used in activities on a budget has been justified and the Offner system has been proposed fulfiling both requirements.*
- *In chapter 2, the techniques based on a fully analytical approach derived from the aberration theory of classical spherical diffraction gratings have been presented. This procedure applied to the Offner system allows the optimization of the system through the elimination or minimization of certain low-order aberrations such as astigmatism and coma. This technique allows rapid design of simpler Offner spectrometers with an image quality comparable to other designs, usually numerical, that use corrected elements or non-spherical elements. They have also allowed to analyze and explore new configurations where the spectrometer works in an off-plane mode. In this chapter, two particular designs of Offner type imaging spectrometers following these techniques have been also presented and their quality has been numerically verified with the help of a free version of a commercial optical design software.*

- *In Chapter 3, the optical and optomechanical components employed have been described along with a quick and simple alignment protocol, developed during this work, which exploits the concentric configuration of the Offner system. This method provides a way to align a full Offner hyperspectral system in a few hours.*

- *In Chapter 4, the characterization techniques developed to assess the quality of any kind of dispersive pushbroom hyperspectral system have been discussed. These techniques have proven to be effective for optical characterization of both prototypes. Based on the results, it can be concluded that the principal factors limiting the optical quality of both instruments are not due to dispersive unit design. The major contribution to the loss of resolution and/or to increase distortions come from: the entrance slit, mainly affecting the distortion along the spatial dimension; the convex diffraction grating with unoptimized blaze, introducing stray light on the detector, the refractive foreoptics, affecting both the spatial resolution and the distortion in the spatial dimension and the detector, limiting the spatial and spectral resolution of the system, especially when it is used with binning 4. The differences obtained between the experimental results and those obtained by numerical simulation of the designs were not significant and may be due to uncertainties in the value of the parameters of the optical elements involved as well as occasional alignment errors. The analysis performed experimentally verifies the analytical design techniques discussed in Chapter 2, together with the alignment method presented in Chapter 3. As a result, it is possible to conclude that the methods described throughout this work allow the construction of high quality prototypes of Offner imaging spectrometers.*

Having analyzed the conclusions of the work it follows that the main and only drawback for obtaining an Offner imaging spectrometer with high quality and low cost from the work done in this thesis is the use of a convex grating. A high quality convex diffraction grating with an optimized blaze increases significantly the cost of the system, mainly due to the limited commercialization of such kind of

gratings. The use of a unoptimized blaze convex grating does not affect the validity of the design techniques, the alignment methods or the optical quality of the built prototypes as far as spatial or spectral resolution and distortion are concerned. It only raises the issue of the lost of part of the light that the instrument collects because some is wasted in the unused diffraction orders.

Finally, it is worth mentioning that, as a continuation of this work and based on the good results obtained, it would be very interesting for many applications the construction of portable and autonomous equipments from the laboratory prototypes already constructed and validated.

USC UNIVERSIDADE DE SANTIAGO DE COMPOSTELA

Apéndice A

Pupil aberrations in Offner spectrometers

This paper was published in Journal of the Optical Society of America A (JOSA A) and is made available as an electronic reprint with the permission of OSA. The paper can be found at the following URL on the OSA website:

http://www.opticsinfobase.org/josaa/abstract.cfm?URI=josaa-29-4-442

Systematic or multiple reproduction or distribution to multiple locations via electronic or other means is prohibited and is subject to penalties under law.

Citation:

Héctor González-Núñez, Xesús Prieto-Blanco, and Raúl de la Fuente, "Pupil aberrations in Offner spectrometers", J. Opt. Soc. Am. A 29, 442-449 (2012)

© 2012 Optical Society of America

442 J. Opt. Soc. Am. A / Vol. 29, No. 4 / April 2012 González-Núñez *et al.*

Pupil aberrations in Offner spectrometers

Héctor González-Núñez, Xesús Prieto-Blanco, and Raúl de la Fuente*

Departamento de Física Aplicada, Escola Universitaria de Óptica e Optometría, Universidade de Santiago de Compostela, 15782 Galicia, Spain
**Corresponding author: raul.delafuente@usc.es*

Received November 22, 2011; revised January 4, 2012; accepted January 5, 2012; posted January 5, 2012 (Doc. ID 158474); published March 12, 2012

The light path function (LPF) of an Offner spectrometer is presented. The evaluation of the LPF of this spectrometer enables its imaging properties to be studied for arbitrary object and image positions, while avoiding the more complicated analysis of intermediate images generated by the diffraction grating, which is often involved. A power series expansion of the LPF on the grating coordinates directly determines pupil aberrations of the generated spectrum and facilitates the search for configurations with small low-order aberrations. This analysis not only confirms the possibility of reducing low-order aberrations in Rowland-type mounts, namely astigmatism and coma, as predicted in previous studies, but also proves that all third-order terms in the series expansion of the aberration function can be canceled at the image of the design point and for the corresponding design wavelength, when the design point is located on a plane orthogonal to the optical axis. Furthermore, fourth-order terms are computed and shown to represent the most relevant contribution to image blurring. Third- and fourth-order aberrations are also evaluated for Rowland mounts with the design point located outside the aforementioned plane. The study described in this manuscript is not restricted to small angles of incidence, and, therefore, it goes beyond Seidel and Buchdahl aberrations. © 2012 Optical Society of America

OCIS codes: 120.6200, 120.4570, 220.1000, 220.2740.

1. INTRODUCTION

The Offner spectrometer is a concentric optical system that comprises simple spherical optics. It is based on the two-mirror Offner relay used in photolithography [1]. In the spectrometer design, the secondary mirror of the Offner relay is replaced by a convex grating. As a further refinement, the primary mirror can be replaced by two mirrors of different radii to compensate for the asymmetry of diffraction in the grating. Both numerical design and analytical modeling have shown that the Offner spectrometer offers excellent imaging capabilities, with high resolution and small distortions in very fast, compact designs [2–10]. Different Offner designs have been selected for various space-borne platforms [11–15], and some Offner spectrometers are commercially available at present [16–17].

Optimized analytical designs are based on reducing low-order optical aberrations, namely, astigmatism and coma. In these studies, knowledge of image formation in the diffraction grating is crucial, since the spectrometer is a system composed of three imagers working in series. In particular, astigmatism induced by off-axis incidence on the mirrors must be compensated by the grating. With reference to coma, it can be cancelled for one object point, at least, by arranging this point on the Rowland circle of the primary mirror. This results from the fact that, in concentric systems, the Rowland circles of successive elements are arranged in such a way that the circles corresponding to two consecutive elements intersect at the meridional image point of the first one [2–3]. While early research concentrated on the analysis of in-plane configurations where the slit and array detector centers are located on the plane of symmetry of the spectrometer, some studies thought about displacing the slit laterally from this plane, thus making the incidence on the convex grating off-plane [8–10]. Again, by analyzing the imaging properties of grating for off-plane incidence, it was shown that astigmatism compensation together with coma-free imaging remains possible [9,10], although a complete study of third-order aberrations was not performed.

The purpose of this paper is to perform an analytical approach to the design of Offner spectrometers from a different point of view. Herein, the Offner spectrometer is taken as a whole imaging system, so there is no need to take the intermediate images into account. Instead, the light path function (LPF) of the spectrometer is computed by splitting it into three different parts: the optical path before the grating, the grating contribution, and the optical path after the grating. This allows research into the pupil aberrations of the whole system, showing directly that configurations analyzed in previous studies present small optical aberrations. These aberrations are identified specifically for what are known as Rowland mounts, where anastigmatic and coma-free imaging is achieved for a given point source, located on the Rowland circle of the primary mirror, and a given diffracted wavelength, focused on the Rowland circle of the tertiary mirror.

2. THE LIGHT PATH FUNCTION OF THE OFFNER SPECTROMETER

One approach to researching the imaging properties of spherical gratings uses an extension of the Fermat principle, which requires the LPF to be defined. The expansion of this function as a power series on the grating coordinates determines image aberrations without restrictions on the angles of incidence. Let light of wavelength λ coming from a point source O be diffracted into the m diffraction order to point I, after going through point P on the grating surface. For a classical grating with equidistant grooves along a given direction, say x, the LPF connecting O to I is defined as

1084-7529/12/040442-08$15.00/0 © 2012 Optical Society of America

$$\mathrm{F} = \overline{OP} + \overline{PI} + mg\lambda x, \tag{1}$$

where g is the density of grooves or number of grooves per unit length. The LPF comprises the object and image path length from O to I after going to P, plus a grating contribution given by the last term in Eq. (1). This term is due to grating periodicity and is associated with the phase brought by the grating into the m-order diffracted wave. By applying the Fermat principle to the LPF, which means imposing real paths to make the LPF extremal, first, we find the direction of the ray diffracted at the pupil center, and second, research can be done into image formation and its imperfections. Note that the Fermat principle could be applied to a more general LPF that includes more complicated rays, i.e., rays that follow a curved path from O to I across P. However, the simplified expression in Eq. (1) exploits the fact that rays in a homogeneous medium are straight lines.

The same principle can be applied to studying the imaging properties of more complex systems, for example, an Offner spectrometer. In this case, the LPF must contain optical paths that include reflections on the spherical mirrors. The geometry is shown in Fig. 1. A Cartesian coordinates system is taken with the origin on the common center the curvature; the $\tilde{z}$ axis points to the pupil (the grating) center V, and the $\tilde{y}$ axis is parallel to the grating grooves. As in the case of a spherical grating, the LPF comprises three terms: the optical path before incidence on the grating, F, the optical path after diffraction, F', and the grating contribution. Therefore,

$$\mathrm{F} = F + F' + mg\lambda\tilde{x} = \overline{OP_1} + \overline{P_1P_2} + \overline{P_2P_3} + \overline{P_3I} + mg\lambda\tilde{x}, \tag{2}$$

where P_1, P_2, P_3 are points of incidence on the primary mirror, grating, and tertiary mirror, respectively. In principle, these points can be taken arbitrarily, but the law of reflection can be used to simplify the LPF. This means that, since the reflected ray belongs to the plane of incidence, and the angle of reflection is equal to the angle of incidence in both mirrors, P_1 and P_3 are determined once P_2 is fixed. Furthermore, the off-center distance of any ray in a concentric system remains invariant after any number of reflections. This allows us to write $\overline{OP_1} = \sqrt{R_1^2 - h^2} \mp \sqrt{r^2 - h^2}$ (the sign depends on the position of Q with respect to O, being negative in Fig. 1) and $\overline{P_1P_2} = \sqrt{R_1^2 - h^2} - \sqrt{R_2^2 - h^2}$ with $r = \overline{CO}$ and $h = \overline{CQ}$, the off-center distance in the object space. Whence

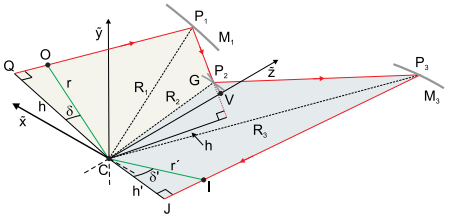


Fig. 1. (Color online) Diagram showing the optical path of an arbitrary ray on an Offner spectrometer. M_1, primary mirror; G, grating; M_3, tertiary mirror. C is the common center of curvature, and V is the grating vertex. Points Q and J are shown to define the ray off-center distances in the object and image spaces, h and h', respectively.

$$F = 2\sqrt{R_1^2 - h^2} - \sqrt{R_2^2 - h^2} \mp \sqrt{r^2 - h^2} \tag{3}$$

and similarly

$$F' = 2\sqrt{R_3^2 - h'^2} - \sqrt{R_2^2 - h'^2} \mp \sqrt{r'^2 - h'^2}, \tag{4}$$

where $r' = \overline{CI}$ and $h' = \overline{CJ}$, the off-center distance in the image space. Consequently, considering the angles δ and δ' in Fig. 1,

$$F = 2\sqrt{R_1^2 - r^2\cos^2\delta} - \sqrt{R_2^2 - r^2\cos^2\delta} - r\sin\delta, \tag{5a}$$

$$F' = 2\sqrt{R_3^2 - r'^2\cos^2\delta'} - \sqrt{R_2^2 - r'^2\cos^2\delta'} - r'\sin\delta'. \tag{5b}$$

Eqs. (3) and (5a) shows that only one parameter (h or δ) is needed to specify the optical path of each ray in the object space. Similarly, the optical path in the image space depends only on the off-center distance h' or angle δ.

In order to analyze image aberrations, a power series expansion of the LPF on the grating coordinates must be performed. This is achieved by using the relationship between the angles in Eq. (5) and the grating coordinates. It has been found that the calculus is simplified by first expressing each part of the LPF in a proper coordinate system and later performing a coordinate transformation. These coordinate systems are shown in Fig. 2. In all of them, the origin of coordinates is taken at the curvature center. The main coordinate system, $\tilde{x}\tilde{y}\tilde{z}$, also shown in Fig. 1, has the $\tilde{y}$ axis parallel to the grating grooves and the $\tilde{z}$ axis pointing to the grating vertex. In the object space, the xy plane is taken as the incident plane for the chief ray. As usual, this ray is defined as the ray that comes to the pupil center (the grating vertex). In Fig. 1 this plane is defined by points O, C, and V. Similarly,

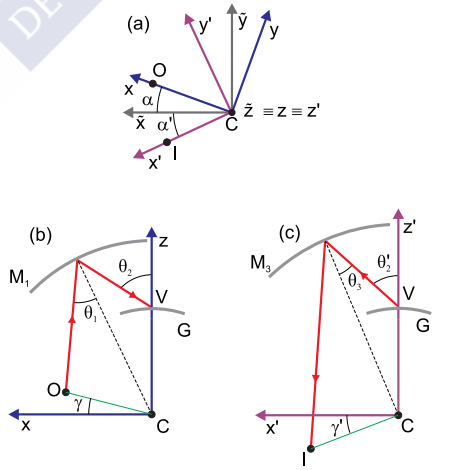


Fig. 2. (Color online) The three coordinate systems used in the computation of the LPF. (a) Front view, (b) view of the xy plane, and (c) view of the $x'z'$ plane. The ray represented in (b) and (c) is the chief ray for the wavelength diffracted at an angle θ_2'.

444 J. Opt. Soc. Am. A / Vol. 29, No. 4 / April 2012 González-Núñez *et al.*

in the image space, the $x'y'$ plane is taken as the diffraction plane for the chief ray, that is, the plane defined by points I, C, and V in Fig. 1. Notice that the three z axes are taken coincident; i.e., $z = z' = \tilde{z}$. Changing from one system to another is done by applying the following coordinate transformations:

$$\begin{pmatrix} \tilde{x} \\ \tilde{y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha' & -\sin\alpha' \\ \sin\alpha' & \cos\alpha' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix}. \tag{6}$$

Here, the angle α (α') defines the tilt between the incidence (diffraction) plane and the plane of symmetry of the Offner spectrometer (the $\tilde{x}\tilde{z}$ plane). Finally, taking into account that any point on the grating surface satisfies $\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2 + \tilde{z}^2 = R_2^2$, it follows that the LPF for a given object point and wavelength can be expressed as a function of only two spatial coordinates, typically the $(\tilde{x}, \tilde{y})$ coordinates. The calculus that relates spatial coordinates and angles and determines the LPF as a series expansion of spatial coordinates is performed in Appendix A.

3. ROWLAND MOUNTS WITH OBJECT POINT IN THE *XY* PLANE

A. Second- and Third-Order Aberrations

The series expansion of the LPF can be performed by the method suggested in the previous section for arbitrary object and image positions, as shown in Appendix A. However, the literature contains examples of good designs being obtained when the object is on the intersection of the xy plane with the Rowland circle of the primary mirrors. The Rowland circle is usually defined in connection to the imaging theory of spherical grating. However, as mirrors behave like gratings in the zero diffraction order, this circle also applies to spherical mirrors. With a mirror of radius R, the Rowland's circle is the circle of diameter R contained in the plane of incidence that is tangent to the mirror at the point of incidence of the chief ray. By using the results in Appendix A, the expression of the optical path in the object space, F, when the object point is located on such a circle ($\delta = 0$), can be obtained. Considering an arbitrary meridional ray (a ray contained in the plane of incidence), up to fourth-order in the spatial coordinates, F is given by

$$F(x,0) = F(0,0) - \sin\theta_2 x + \frac{1}{8}\frac{\sin\theta_2}{R_2^3}(2\tan\theta_1 - \tan\theta_2)x^4 + O(x^5), \tag{7}$$

where θ_1 and θ_2 are the angle of incidence of the chief ray on the primary mirror and diffraction grating, respectively. Because of the circular symmetry of a spherical mirror about any line that crosses its center of curvature, it follows that Eq. (7) is satisfied for any ray, if the object is also arranged on the x axis, i.e., for $\gamma = 0$ in Fig. 2 and Eq. (A2) [this can also be shown by taking $\gamma = 0$ and computing the second- and third-order derivatives of F as explained in Appendix A (see also Tables 1 and 2)]. Also, taking into account the coordinate system $(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$, the following is obtained thereby:

$$F(\tilde{x},\tilde{y}) = F(0,0) - \tilde{x}\sin\theta_2\cos\alpha - \tilde{y}\sin\theta_2\sin\alpha + \frac{1}{8}\frac{\sin\theta_2}{R_2^3}[(2\tan\theta_1 - \tan\theta_2)](\cos\alpha\tilde{x} + \sin\alpha\tilde{y})^4 + O(x^5). \tag{8}$$

Taking into account the similitude between the expression of the optical path in the object and image space, it is evident that, when image point I is located on the intersection of the x' axis with the Rowland circle of the tertiary mirror, F' satisfies

$$F'(\tilde{x},\tilde{y}) = F'(0,0) - \sin\theta_2'\cos\alpha'\tilde{x} - \sin\theta_2'\sin\alpha'\tilde{y} + \frac{1}{8}\frac{\sin\theta_2'}{R_2^3}[(2\tan\theta_3 - \tan\theta_2')](\cos\alpha'\tilde{x} + \sin\alpha'\tilde{y})^4 + O(x'^5) \tag{9}$$

with θ_2' the angle of diffraction of the chief ray corresponding to the wavelength that is diffracted towards I. Let us denote this wavelength as λ_a. This wavelength can be determined by applying Fermat's principle, that is, by imposing the cancellation of the first spatial derivatives of the LPF. This obtains

$$\sin\theta_2\cos\alpha + \sin\theta_2'\cos\alpha' = mg\lambda_a, \tag{10a}$$

$$\sin\theta_2\sin\alpha + \sin\theta_2'\sin\alpha' = 0. \tag{10b}$$

These are the grating equations for the particular wavelength λ_a. In the above layout, with object and image on the $\tilde{x}\tilde{y}$ plane and on the Rowland circle of the associated mirror, the relationships $\theta_2 = 2\theta_1$ and $\theta_2' = 2\theta_3$ are satisfied. Furthermore, the invariance of the off-center distance of the chief ray in the object and image space can be written as

$$h = R_1\sin\theta_1 = R_2\sin\theta_2, \tag{11a}$$

$$h' = R_3\sin\theta_3 = R_2\sin\theta_2', \tag{11b}$$

whence

$$R_2 = \frac{R_1}{2\cos\theta_1} = \frac{R_3}{2\cos\theta_3}. \tag{12}$$

Once the direction of the diffracted chief ray is known, the successive terms in the expansion series of the LPF provides information about image formation and its imperfections. For example the second-order terms account for defocusing and astigmatism. Since all the second-order terms cancel in Eqs (8) and (9), they also cancel in the complete LPF, so the image at wavelength λ_a is located on a point I defined by the intersection of the Rowland circle of the tertiary mirror with the x' axis, and it is anastigmatic. Furthermore, the third-order terms also cancel, meaning in particular that this image does not present coma.

B. Fourth-Order Aberrations

The first nonvanishing terms in the series expansion are of the fourth order, and account for spherical aberrations, among others. It can be shown that these terms represent

the predominant contribution to image aberration, since higher-order terms are insignificant. Figure 3(a) plots the exact optical path F from the object to the grating surface as described by Eq. (5a), as a function of the coordinate x, once the zeroth- and first-order terms have been subtracted. It also shows the fourth-order term in Eq. (7). The fitting of both curves is quite good. Furthermore, a sixth-order polynomial fitting of F reproduces the coefficients in Eq. (7) with relative error less than 10^{-4}. This demonstrates that the contributions of the fifth- and sixth-order terms are very small, as shown in Fig. 3(b). The radii ratio has been set to 1.9 and the f-number to 2.4 in these plots.

Using Eq. (7) and a similar equation for the optical path in the image space, F', the complete fourth-order term is written as

$$\mathrm{F}_4 = \frac{1}{8}\frac{\sin(2\theta_1)}{R_2^3}[2\tan\theta_1 - \tan(2\theta_1)](\tilde{x}\cos\alpha + \tilde{y}\sin\alpha)^4 + \frac{1}{8}\frac{\sin(2\theta_3)}{R_2^3}[2\tan\theta_3 - \tan(2\theta_3)](\tilde{x}\cos\alpha' + \tilde{y}\sin\alpha')^4. \tag{13}$$

In accordance with the results shown in Fig. 3, numerical checks show that image aberrations are due to this term, to a large extent. For simplicity, the quadrature configuration [9] has been used. In this case, $\alpha = -\alpha' = \pi/4$ and $\theta_2' = \theta_2$; whence $\theta_3 = \theta_1$, $R_3 = R_1$, and Eq. (13) simplifies to

$$\mathrm{F}_4 = \frac{1}{8}\frac{\sin(2\theta_1)}{R_2^3}[2\tan\theta_1 - \tan(2\theta_1)](X^4 + Y^4), \tag{14}$$

where $X = (\tilde{x} + \tilde{y})/\sqrt{2}$, $Y = (\tilde{x} - \tilde{y})/\sqrt{2}$. Since the ray transverse aberration is proportional to the spatial derivatives of the aberration function and assuming that the RMS spot radius, R_{rms}, is a measure of ray aberration for rays crossing the pupil border, the following is obtained:

$$R_{\mathrm{rms}} = C\sin(2\theta_1)[2\tan\theta_1 - \tan(2\theta_1)]/(f/)^3, \tag{15}$$

where C is a constant and it has been taken into account that the f-number is inversely proportional to the grating aperture diameter. Figure 4(a) plots the RMS spot radius as a function of the f-number, with θ_1 constant, together with a reciprocal third-power curve fitting for a spectrometer with $R_1 = 100$ mm, $R_2 = 52$ mm, and $g = 300$ lines/mm. On the other hand, Fig. 4(b) plots the RMS spot radius as a function of θ_1, together with its fitting to the θ_1 function in Eq. (15). The grating radius and density are set as in Fig. 4(a), and the primary mirror radius is changed to vary θ_1 while the spectrometer dispersion remains fixed. The f-number is set to 2.4. In both cases, an excellent fitting to Eq. (15) is obtained, signifying that the fourth-order term in Eq. (14) represents the predominant aberration. In addition, it must be noted that variations of the f-number or θ_1, as said before, only affect the spot size, not its shape. Oslo Edu optical design software was used to obtain the spot diagrams and their RMS values.

Regarding image resolution, very acceptable spot sizes are obtained in this particular example for f-numbers as small as 2 (or less), and angles of incidence on the primary mirror less

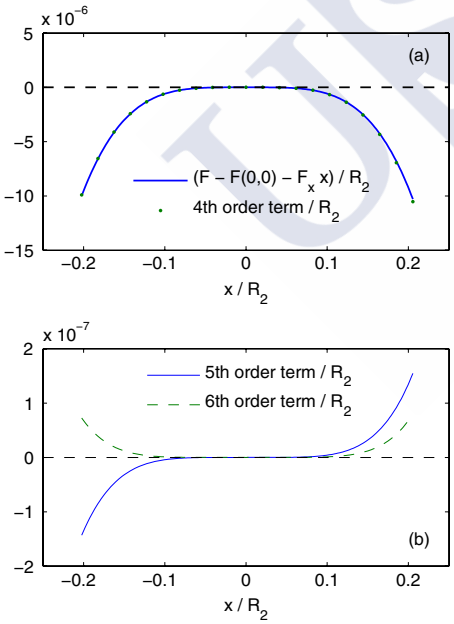


Fig. 3. (Color online) (a) Optical path in the object space F as a function of the normalized x coordinate, once the zeroth- and first-order term have been subtracted (solid line), and the fourth-order term in Eq. (7) (points); (b) fifth- and sixth-order terms obtained by a sixth-order polynomial fitting. The relevant parameters are $R_1/R_2 = 1.9$, $f/ = 2.4$.

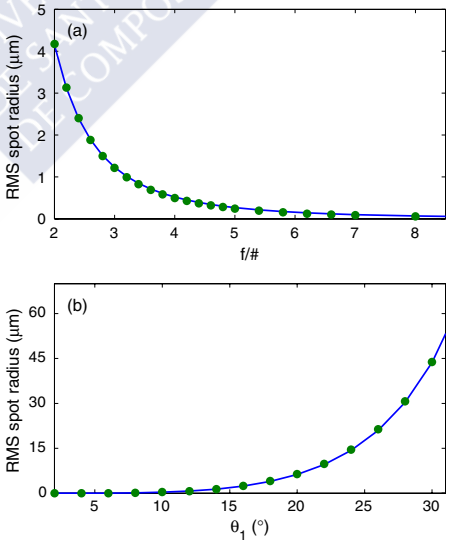


Fig. 4. (Color online) RMS spot radius of the anastigmatic image in an Offner quadrature configuration versus f-number (a) and versus the angle of incidence of the chief ray on the primary mirror (b). The spectrometer parameters are given in the text. The filled circles correspond to numerical simulations in Oslo Edu and the solid lines to fitting to Eq. (15).

than 20°. In practical implementation, vignetting must be avoided, so it will be usual to work with values of θ_1 greater than 10°; which means angles of incidence on the grating, θ_2, greater than 20°, far off the paraxial regime. That implies that the standard paraxial approach may fail when applied to the analysis of optical aberrations in an Offner system, unless very high-order aberration terms are taken into account. In fact, by performing a series expansion on θ_1 (or θ_2) in Eq. (15), the first nonvanishing term is of the order of θ_1^4. So the aberration associated with this term is of the seventh-order in the classic notation (fourth-order on the angular coordinate and third-order on the spatial coordinates, that is, seventh-order cubic astigmatism). In fact, the next term, of order θ_1^6, must be taken into account to get an acceptable fitting at large angles (neglecting this term gives an error of 10% for $\theta_1 \approx 14°$).

C. Astigmatism versus Wavelength

Notice that if Eq. (10b) is satisfied for a given angle $\alpha' = \alpha'_a$, it is also satisfied for $\alpha' = \pi - \alpha'_a$. Inserted into Eq. (10a), this gives another wavelength λ_b that has the same diffraction angle θ'_2 and thus satisfies Eqs. (11b) and (12). It can be deduced that there are two wavelengths λ_a, λ_b whose images are anastigmatic. In the particular case in which the two mirrors have the same radii, $\theta_3 = \theta_1$ and $\theta'_2 = \theta_2$, whence $\alpha' = \alpha + \pi$ or $\alpha' = 2\pi - \alpha$ and one of these wavelengths is zero; this corresponds to the specular image of O (the zero diffraction order).

Image formation for wavelengths other than λ_a, λ_b can be also investigated based on the results of Appendix A. For example, referring to meridional rays in the image space, that is, rays incident on the tertiary mirror from the $x'z'$ plane, they will satisfy Eq. (9) at point I located on the intersection of the corresponding Rowland circle and chief ray (in other words, $F''_{x'x'} = 0$ for $\delta' = 0$). Therefore, meridional images are located on a Rowland circle, regardless of wavelength. On the other hand, since the tertiary mirror has circular symmetry about the x' axis, it can be deduced that, at any point on this axis, $F''(x', y')$ does not depend on the y' coordinate, and in particular $F''_{y'y'} = 0$ (in other words, $F''_{y'y'} = 0$ for $\gamma' = 0$, where γ' is the angle that the segment CI in Fig. 2(c) makes with the x' axis). Therefore, sagittal images are located on the x' axis, regardless of wavelength. By simple geometry, the longitudinal astigmatism Δr at an arbitrary wavelength is determined as

$$\Delta r = R_2 \sin\theta'_2 \tan(2\theta_3 - \theta'_2), \tag{16}$$

where the angle of diffraction is computed using the grating equations (10), and the angle of incidence on the tertiary mirror is computed by using Eq. (11b).

Since the invariance of Eq (10b) under the change $\alpha' \leftrightarrow \pi - \alpha'$, the images at wavelengths that are diffracted symmetrically with respect to the yz plane present equal longitudinal astigmatism. Figure 5 plots the longitudinal astigmatism versus wavelengths for objects located on different incident planes. In all cases, the wavelength diffracted to the $\tilde{y}$ axis ($\lambda_{\pi/2}$) presents an extremum. In the first plot, there is a local minimum at this wavelength, and there are two local maximums located between this wavelength and the wavelengths that cancel astigmatism. In the second and third plot, these two extrema disappear, while the longitudinal astigmatism at $\lambda_{\pi/2}$ reaches its maximum value. These curves are representative, with the first one corresponding to smaller values of α. Just for $\alpha = 0$, the wavelength diffracted to the $\tilde{y}$ axis has zero

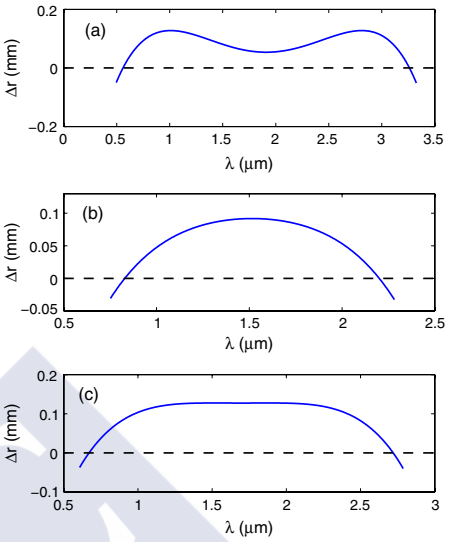


Fig. 5. (Color online) Longitudinal astigmatism versus wavelength in a Rowland-type Offner spectrometer. $R_1 = 195$ mm, $R_2 = 100$ mm, $R_3 = 195$ mm, $g = 300$ lines/mm. (a) $\alpha = 15°$, (b) $\alpha = 40°$, (c) $\alpha = 31°$.

astigmatism. As α increases, the longitudinal astigmatism increases at $\lambda_{\pi/2}$, and the other extrema approach this wavelength. In the limit case between the curves in Figs. 5(a) and 5(b), the derivative of the longitudinal astigmatism has a cubic root at $\lambda_{\pi/2}$. Consequently, there is a broad spectral range where the longitudinal astigmatism remains nearly constant, as shown in Fig. 5(c), which corresponds to this last case. This opens the possibility of removing astigmatism in a wide spectral range by adding a suitable compensating element.

4. ROWLAND MOUNTS WITH OBJECT POINT OUT OF THE *XY* PLANE

In addition to the configurations studied in the previous section in which the object is located on the $\tilde{x}\,\tilde{y}$ plane, there are other interesting Rowland mounts with the object located outside this plane. Consider, for instance, an in-plane configuration ($\alpha = 0$ and $\tilde{x} = x$, $\tilde{y} = y$) with $\delta = 0$. The second-order coefficients in the expansion of the LPF are (see Table 2)

$$\mathrm{F}_{xx} = -\frac{\sin\theta'_2}{R_2}\frac{\tan\delta'}{1 - \tan\delta'(2\tan\theta_3 - \tan\theta'_2)}, \tag{17a}$$

$$\mathrm{F}_{yy} = (\sin\theta_2 \tan\gamma + \sin\theta'_2 \tan\gamma')/R_2, \tag{17b}$$

$$\mathrm{F}_{xy} = 0, \tag{17c}$$

where γ and γ' are the angles that the segments CO and CI make with the x and x' axis, respectively, as is shown in Fig. 2. Therefore, the meridional images (satisfying $\mathrm{F}_{xx} = 0$) are

located on the corresponding Rowland circles of the tertiary mirror ($\delta' = 0$), while sagittal images satisfy

$$\tan\gamma' = -\sin\theta_2 \tan\gamma / \sin\theta_2'. \tag{18}$$

Consequently, wavelengths that satisfy both $\delta' = 0$ and Eq. (18) cancel astigmatism. Configurations satisfying these conditions were analyzed in [7], showing the possibility of canceling astigmatism up to first order in wavelength, which means canceling astigmatism and its spectral derivative. With reference to Table 2, these configurations have a nonzero third-order coefficient F_{xyy} and three nonzero fourth-order coefficients F_{xxxx}, F_{yyyy}, and F_{xxyy}. F_{xxxx} depends on $2\tan\theta_1 - \tan\theta_2$ and $2\tan\theta_3 - \tan\theta_2'$, while F_{yyyy} and F_{xxyy} are cubic functions of $\tan\gamma$ and $\tan\gamma'$ (referring to the expression in Table 2, when Eq. (18) is satisfied, the linear term on $\tan\gamma'$ in the image space cancels the corresponding linear term on $\tan\gamma$ in the object space). If $\delta = 0$ ($\delta' = 0$), then $\gamma = 2\theta_1 - \theta_2$ ($\gamma' = 2\theta_3 - \theta_2'$), and it can be shown that $|\tan^3\gamma| < |2\tan\theta_1 - \tan\theta_2|$ ($|\tan^3\gamma'| < |2\tan\theta_3 - \tan\theta_2'|$) unless θ_1 (θ_3) is very near the value where equality $\tan\theta_2 = 2\tan\theta_1$ ($\tan\theta_2' = 2\tan\theta_3$) is fulfilled. This means that, typically, the x^4 aberration predominates. Moreover, the third-order coefficient F_{xyy} is quadratic on $\tan\gamma$ and $\tan\gamma'$, so the most relevant aberration will be a third-order or fourth-order aberration depending on the particular configuration. For instance, in the example proposed in [7], even though it remains small, the fourth-order aberration prevails (it is more than 300 times greater than the third-order term). In any case, only small angles γ give an acceptable optical quality.

5. CONCLUSION

The exact expression for the LPF of an Offner spectrometer has been determined, showing that the optical path of any ray in the object or image space depends only on one parameter related to the off-center distance of the ray in the given space. The series expansion of the LPF around the grating coordinates enables optical aberrations to be found at any desired order, while the angles of incidence for the chief ray remain arbitrary. The resulting expressions of the aberration terms are rather complex in general, but particular cases where these expressions become simpler are readily identified. They correspond to Rowland-type Offner mounts, which present small low-order aberrations, according to existing literature. Specifically, it has been shown that the anastigmatic image in a Rowland mount does not present third-order aberrations when the design point is located on the xy plane. Thus, the relevant aberrations are associated with the fourth-order terms of the series expansion. However, for Rowland mounts with the design point out of the xy plane, the F_{xyy} coefficient does not cancel and competes with fourth-order aberrations. In any case these aberrations remain small for low f-numbers and for the large incidence angles needed to avoid vignetting by the grating surface—that is, far off the paraxial regime.

APPENDIX A

To develop the LPF as a series expansion on the pupil coordinates, the spatial derivatives at the pupil center of the light path on the object (F) and image space (F'') must be evaluated. In this appendix, the spatial derivatives of F are explicitly computed, up to fourth order. The spatial derivatives of F'' can be determined in a similar way.

To define the position of the object, an xy plane is used, containing the object point O, the grating vertex V, and the center of curvature C (see Fig. 2). This plane makes an angle α with the $\bar{x}\bar{z}$ plane. The angle the segment CO makes with the x axis is designated by γ, and the unit vector $\rightarrow e_u$ is defined as

$$\rightarrow e_u = \cos\gamma \rightarrow e_x + \sin\gamma \rightarrow e_z, \tag{A1}$$

where $\rightarrow e_x$, $\rightarrow e_z$ are the corresponding unit vectors along the x and z axis, respectively. Let u be the spatial coordinate defined along the direction of $\rightarrow e_u$. Since the circular symmetry of a spherical surface along any line that contains a diameter, it follows that the optical path of any ray from the object to the grating depends only on the spatial coordinate u of the point at which the ray strikes the grating surface. Taking an arbitrary point $P_2\,(x, y, z)$ on this surface, its u coordinate is written as

$$u = x\cos\gamma + z\sin\gamma, \tag{A2}$$

where

$$z = \sqrt{R_2^2 - x^2 - y^2} \approx R_2 - \frac{1}{2R_2}(x^2 + y^2) - \frac{1}{8R_2^3}(x^2 + y^2)^2. \tag{A3}$$

Combining Eqs. (A2) and (A3) obtains

$$u \approx R_2\sin\gamma + x\cos\gamma - \frac{\sin\gamma}{2R_2}(x^2 + y^2) - \frac{\sin\gamma}{8R_2^3}(x^2 + y^2)^2. \tag{A4}$$

In particular, the u coordinate at the pupil center (the grating vertex, which satisfies $x = y = 0$) is $u = R_2\sin\gamma$.

Once the u coordinate has been defined, we first take the optical path F as a function this coordinate, and then we calculate the x and y spatial derivatives. For an arbitrary ray, function F is written in the text [Eq. (5a)] as

$$F = 2\sqrt{R_1^2 - r^2\cos^2\delta} - \sqrt{R_2^2 - r^2\cos^2\delta} - r\sin\delta \tag{A5}$$

or, inserting the angles of incidence on the primary mirror and grating,

$$F = 2R_1\cos\theta_1 - R_2\cos\theta_2 - r\sin\delta, \tag{A6}$$

where θ_1, θ_2, and δ are related through the equalities (see Fig. 6)

$$h = r\cos\delta = R_1\sin\theta_1 = R_2\sin\theta_2. \tag{A7}$$

To compute the spatial derivatives, the relation between these angles and the u coordinate must be found. Figure 6 shows

$$u = R_2\sin\phi, \tag{A8}$$

whereas angles in the quadrilateral OP_1P_2C satisfy

$$\phi = \delta + 2\theta_1 - \theta_2. \tag{A9}$$

Table 1. Relationships Used to Compute the *u*-Derivatives of *F*

$r\cos\delta = R_1\sin\theta_1 = R_2\sin\theta_2$	$\phi = \delta + 2\theta_1 - \theta_2$
$(\theta_1)_\delta = -\tan\delta\tan\theta_1$	$\phi_\delta = 1 - \tan\delta(2\tan\theta_1 - \tan\theta_2)$
$(\theta_2)_\delta = -\tan\delta\tan\theta_2$	$\phi_{\delta\delta} = -\sec^2\delta(2\tan\theta_1 - \tan\theta_2)$ $+\tan^2\delta(2\sec^2\theta_1\tan\theta_1 - \sec^2\theta_2\tan\theta_2)$ $= -(2\tan\theta_1 - \tan\theta_2) + \tan^2\delta(2\tan^3\theta_1 - \tan^3\theta_2)$
	$\phi_{\delta\delta\delta} = \tan\delta[(2\tan\theta_1 - \tan\theta_2) + 3(2\tan^3\theta_1 - \tan^3\theta_2)]$ $-\tan^3\delta[(2\tan^3\theta_1 - \tan^3\theta_2) + 3(2\tan^5\theta_1 - \tan^5\theta_2)]$

Table 2. *x* and *y* Derivatives of *F* up to Fourth Order[a]

$F_x = -\sin\theta_2,\ F_y = 0$
$F_{xx} = -\frac{\sin\theta_2}{R_2}\frac{\tan\delta}{1-\tan\delta(2\tan\theta_1-\tan\theta_2)},\ F_{yy} = \sin\theta_2\tan\gamma/R_2,\ F_{xy} = 0$
$F_{xxx} = F_{yyy} = F_{xxy} = 0,\ F_{xyy} = \sin\theta_2\tan^2\gamma/R_2^2 \quad (\text{for } \delta = 0)$
$F_{xxxx} = \frac{3\sin\theta_2}{R_2^3}(2\tan\theta_1 - \tan\theta_2),\ F_{yyyy} = \frac{3\sin\theta_2}{R_2^3}(\tan\gamma - \tan^3\gamma),\ F_{xxyy} = \frac{\sin\theta_2}{R_2^3}(\tan\gamma + 2\tan^3\gamma),\ F_{xxxy} = F_{xyyy} = 0 \quad (\text{for } \delta = 0)$

[a]The corresponding expressions for the spatial derivatives of optical path in the image space, F', are obtained by adding an accent in all the parameters, except θ_1, which must be replaced by θ_3.

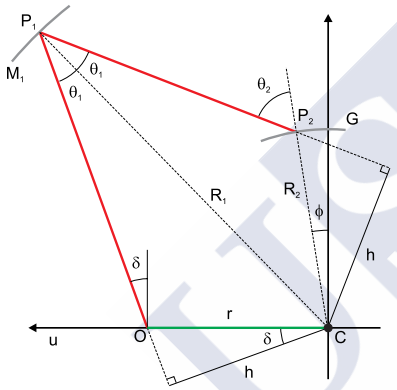


Fig. 6. (Color online) Optical path in the object space for an arbitrary ray. The plane of the figure corresponds to the plane defined by points O, C, and P_2 in Fig. 1 (this is the plane of incidence associated with this ray). Note that, in general, the z axis is not contained in this plane.

By using Eq. (A7), the δ-derivative of F is determined as

$$F_\delta = -2R_1\sin\theta_1(\theta_1)_\delta + R_2\sin\theta_2(\theta_2)_\delta - r\cos\delta = -h\frac{d}{d\delta}(2\theta_1 - \theta_2 + \delta) = -h\phi_\delta, \tag{A10}$$

where a subscript notation has been used to express derivatives. On the other hand, by applying the chain rule, F_δ can also be computed as

$$F_\delta = F_u u_\delta = F_u u_\phi \phi_\delta. \tag{A11}$$

Thus, using (A9) together with (A7) and (A8),

$$F_u = -h/u_\phi = -\sin\theta_2/\cos\phi, \tag{A12}$$

and at the pupil center, $\phi = \gamma$,

$$F_u|_V = -\sin\theta_2/\cos\gamma. \tag{A13}$$

The second-order u-derivative is evaluated by computing first the δ-derivative of Eq. (A10) and (A11). This obtains

$$F_{\delta\delta} = -h_\delta\phi_\delta - h\phi_{\delta\delta}, \tag{A14a}$$

$$F_{\delta\delta} = F_{uu}(u_\phi\phi_\delta)^2 + F_u(u_{\phi\phi}\phi_\delta^2 + u_\phi\phi_{\delta\delta}). \tag{A14b}$$

Using Eq. (A12) and expressions in Table 1, the second-order derivative at the pupil center is determined as

$$F_{uu}|_V = -\frac{\sin\theta_2}{R_2\cos^2\gamma}\left[\tan\gamma + \frac{\tan\delta}{1 - \tan\delta(2\tan\theta_1 - \tan\theta_2)}\right]. \tag{A15}$$

The third and fourth-order derivatives can be determined by following a similar procedure and by taking into account the relationships in Table 1. The expressions obtained are rather cumbersome. Here, only the results for $\delta = 0$ are given. They are

$$F_{uuu}|_V = -3\frac{\sin\theta_2}{R_2^2}\tan^2\gamma\sec^3\gamma, \tag{A16a}$$

$$F_{uuuu}|_V = 3\frac{\sin\theta_2\sec^4\gamma}{R_2^3}[(2\tan\theta_1 - \tan\theta_2) - 5\tan^3\gamma - \tan\gamma]. \tag{A16b}$$

Notice that $\delta = 0$ means that the object point is located on the Rowland circle of the primary mirror. On the other hand, $\gamma = 0$ means that the object is on the x axis (that is, on the $\tilde{x}\,\tilde{y}$ plane in Figs. 1 and 2).

Finally, the x and y derivatives can be evaluated by taking into account the relationship between the u and x y coordinates given by Eq. (A3) and by applying the chain rule again. They are presented in Table 2.

The same procedure can be applied to compute the spatial derivatives of F' in the image space. As a result of the symmetry between object and image space, the corresponding expressions are obtained by adding an accent, when necessary, to the expressions given in this appendix.

ACKNOWLEDGMENTS

Héctor González-Núñez acknowledges support from the Xunta de Galicia by the María Barbeito Program.

REFERENCES

1. A. Offner, "Unit power imaging catoptric anastigmat," U. S. patent 3,748,015 (24 July 1973).
2. M. P. Chrisp, "Convex diffraction grating imaging spectrometer," U.S. patent 5,880,834 (9 March 1999).
3. D. Kwo, G. Lawrence, and M. Chrisp, "Design of a grating spectrometer from a 1:1 Offner mirror system," Proc. SPIE **818**, 275–279 (1987).
4. P. Mouroulis, "Low-distortion imaging spectrometer designs utilizing convex gratings," Proc. SPIE **3482**, 594–601 (1998).
5. P. Mouroulis and M. M. McKerns, "Pushbroom imaging spectrometer with high spectroscopy data fidelity: experimental demonstration," Opt. Eng. **39**, 808–816 (2000).
6. P. Mouroulis, R. O. Green, and T. G. Chrien, "Design of pushbroom imaging spectrometers for optimum recovery of spectroscopic and spatial information," Appl. Opt. **39**, 2210–2220 (2000).
7. X. Prieto-Blanco, C. Montero-Orille, B. Couce, and R. de la Fuente, "Analytical design of an Offner imaging spectrometer," Opt. Express **14**, 9156–9168 (2006).
8. R. L. Lucke, "Out-of-plane dispersion in an Offner spectrometer," Opt. Eng. **46**, 073004 (2007).
9. X. Prieto-Blanco, C. Montero-Orille, H. González-Nuñez, M. D. Mouriz, E. López Lago, and R. de la Fuente, "The Offner imaging spectrometer in quadrature," Opt. Express **18**, 12756–12769 (2010).
10. X. Prieto-Blanco, H. González-Nuñez, and R. de la Fuente, "Off-plane anastigmatic imaging in Offner spectrometers," J. Opt. Soc. Am. A **28**, 2232–2239 (2011).
11. F. M. Reininger, M. Dami, R. Paolinetti, S. Pieri, and S. Falugiani, "Visible infrared mapping spectrometer—visible channel (VIMS-V)," Proc. SPIE **2198**, 239–250 (1994).
12. J. Pearlman, S. Carman, C. Segal, P. Jarecke, P. Barry, and W. Browne, "Overview of the Hyperion imaging spectrometer for the NASA EO-1 mission, " in *Proceedings of IEEE International Geoscience And Remote Sensing Symposium* (IEEE, 2001), pp. 3036–3038.
13. F. M. Reininger, A. Coradini, F. Capaccioni, M. T. Capria, P. Cerroni, M. C. De Sanctis, G. Magni, P. Drossart, M. A. Barucci, D. Bockelee-Morvan, J. M. Combes, J. Crovisier, T. Encrenaz, J. M. Reess, A. Semery, D. Tiphene, G. Arnold, U. Carsenty, H. Michaelis, S. Mottola, G. Neukum, G. Peters, U. Schade, F. W. Taylor, S. B. Calcutt, T. Vellacott, P. Venters, R. E. Watkins, G. Bellucci, V. Formisano, F. Angrilli, G. Bianchini, B. Saggin, E. Bussoletti, L. Colangeli, V. Mennella, S. Fonti, J. P. Bibring, Y. Langevin, B. Schmitt, M. Combi, U. Fink, T. B. McCord, Wing I., Robert W. Carlson, and D. E. Jennings, "VIRTIS: visible infrared thermal imaging spectrometer for the Rosetta mission," Proc. SPIE **2819**, 66–77 (1996).
14. S. Murchie, R. Arvidson, P. Bedini, K. Beisser, J. P. Bibring, J. Bishop, J. Boldt, P. Cavender, T. Choo, R. T. Clancy, E. H. Darlington, D. D. Marais, R. Espiritu, D. Fort, R. Green, E. Guinness, J. Hayes, C. Hash, K. Heffernan, J. Hemmler, G. Heyler, D. Humm, J. Hutcheson, N. Izenberg, R. Lee, J. Lees, D. Lohr, E. Malaret, T. Martin, J. A. McGovern, P. McGuire, R. Morris, J. Mustard, S. Pelkey, E. Rhodes, M. Robinson, T. Roush, E. Schaefer, G. Seagrave, F. Seelos, P. Silverglate, S. Slavney, M. Smith, W. J. Shyong, K. Strohbehn, H. Taylor, P. Thompson, B. Tossman, M. Wirzburger, and M. Wolff, "Compact reconnaissance imaging spectrometer for Mars (CRISM) on Mars Reconnaissance Orbiter (MRO), " J. Geophys. Res. **112**, E05S03 (2007).
15. R. O. Green, C. Pieters, P. Mouroulis, and T. Koch, "The moon mineralogy mapper imaging spectrometer: science measurement," in *Proceedings of IEEE AerospaceConference* (IEEE, 2008), pp. 1–5.
16. J. Fisher, J. Antoniades, C. Rollins, and L. Xiang, "A hyperspectral imaging sensor for the coastal environment," http://www.brandywinephotonics.com/documents/IODC-paper.pdf.
17. J. Zakrzewski and K. Didona, "Advancements in hyperspectral and multi-spectral imaging," http://www.headwallphotonics.com/downloads/Advancements%20in%20Hyperspectral%20and%20Multi-Spectral%20Ima.pdf.

USC
UNIVERSIDADE
DE SANTIAGO
DE COMPOSTELA

Bibliografía

[1] Alexander F.H. Goetz. Three decades of hyperspectral remote sensing of the earth: A personal view. *Remote Sensing of Environment*, 113, Supplement 1:S5–S16, September 2009. ISSN 0034-4257. doi: 10.1016/j.rse.2007.12.014.

[2] Alexander F. H. Goetz, Gregg Vane, Jerry E. Solomon, and Barrett N. Rock. Imaging spectrometry for earth remote sensing. *Science*, 228(4704): 1147–1153, July 1985. ISSN 0036-8075, 1095-9203. doi: 10.1126/science.228.4704.1147.

[3] Hans Grahn and Paul Geladi, editors. *Techniques and Applications of Hyperspectral Image Analysis*. Wiley, 1 edition, November 2007. ISBN 047001086X.

[4] Gary A. Shaw and Hsiao-hua K. Burke. Spectral imaging for remote sensing. *Lincoln Lab. J.*, 14(1):3–28, 2003.

[5] Joachim Hill and Jacques Mégier. *Imaging spectrometry, a tool for environmental observations*. Kluwer Academic, Dordrecht; Boston, 1994. ISBN 0792329651 9780792329657.

[6] Freek Van Der Meer and Steven M. de Jong. *Imaging Spectrometry: Basic Principles and Prospective Application*. Springer, January 2002. ISBN 9780306475788.

[7] Jens Nieke, Horst Schwarzer, Andreas Neumann, and Gerhard Zimmermann. Imaging spaceborne and airborne sensor systems in the beginning

of the next century. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 3221, pages 581–592, December 1997.

[8] J.R. Irons, K.J. Ranson, D.L. Williams, R.R. Irish, and F.G. Huegel. An off-nadir-pointing imaging spectroradiometer for terrestrial ecosystem studies. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, 29(1):66 –74, January 1991. ISSN 0196-2892. doi: 10.1109/36.103294.

[9] J. F. R. Gower, G.A. Borstadt, L.H. Gray, and H.R. Edel. The fluorescence line imager: High-Resolution imaging spectroscopy over water and land. *Proceedings of the conference Spectral Signatures of Objects in Remote Sensing*, 287:273, April 1988.

[10] Gregg Vane and Alexander F.H. Goetz. Terrestrial imaging spectroscopy. *Remote Sensing of Environment*, 24(1):1–29, February 1988. ISSN 0034-4257. doi: 10.1016/0034-4257(88)90003-X.

[11] Robert O Green, Michael L Eastwood, Charles M Sarture, Thomas G Chrien, Mikael Aronsson, Bruce J Chippendale, Jessica A Faust, Betina E Pavri, Christopher J Chovit, Manuel Solis, Martin R Olah, and Orlesa Williams. Imaging spectroscopy and the airborne Visible/Infrared imaging spectrometer (AVIRIS). *Remote Sensing of Environment*, 65(3):227–248, September 1998. ISSN 0034-4257. doi: 10.1016/S0034-4257(98)00064-9.

[12] L. Hamlin, R.O. Green, P. Mouroulis, M. Eastwood, D. Wilson, M. Dudik, and C. Paine. Imaging spectrometer science measurements for terrestrial ecology: AVIRIS and new developments. In *Aerospace Conference, 2011 IEEE*, pages 1 –7, March 2011. doi: 10.1109/AERO.2011.5747395.

[13] Ira Leifer, William J. Lehr, Debra Simecek-Beatty, Eliza Bradley, Roger Clark, Philip Dennison, Yongxiang Hu, Scott Matheson, Cathleen E. Jones, Benjamin Holt, Molly Reif, Dar A. Roberts, Jan Svejkovsky, Gregg Swayze, and Jennifer Wozencraft. State of the art satellite and airborne marine oil spill remote sensing: Application to the BP deepwater horizon oil spill. *Remote Sensing of Environment*, 124(0):185–209, September 2012. ISSN 0034-4257. doi: 10.1016/j.rse.2012.03.024.

[14] Robert W. Basedow, Dwayne C. Carmer, and Mark E. Anderson. HYDICE system: implementation and performance. *Proc. SPIE 2480, Imaging Spectrometry*, pages 258–267, June 1995. doi: 10.1117/12.210881.

[15] Andrew D. Meigs, Eugene W. Butler, Bernard A. Jones, Leonard John Otten III, R. Glenn Sellar, and Bruce Rafert. Airborne visible hyperspectral imaging spectrometer: optical and system-level description. *Proc. SPIE 2819, Imaging Spectrometry II*, pages 278–284, November 1996. doi: 10.1117/12.258074.

[16] Christopher M. Gittins, William J. Marinelli, and James O. Jensen. Remote sensing and selective detection of chemical vapor plumes by LWIR imaging fabry-perot spectrometry. *Proc. SPIE 4574, Instrumentation for Air Pollution and Global Atmospheric Monitoring*, pages 63–71, February 2002. doi: 10.1117/12.455169.

[17] J.S. Pearlman, P.S. Barry, C.C. Segal, J. Shepanski, D. Beiso, and S.L. Carman. Hyperion, a space-based imaging spectrometer. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 41(6):1160 – 1173, June 2003. ISSN 0196-2892. doi: 10.1109/TGRS.2003.815018.

[18] L. Bourg, S. Delwart, J. P. Huot, and A. Rast. Calibration and early results of MERIS on ENVISAT. In *Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2002. IGARSS '02. 2002 IEEE International*, volume 1, pages 599–601, 2002. doi: 10.1109/IGARSS.2002.1025117.

[19] Robert L Lucke, Michael Corson, Norman R McGlothlin, Steve D Butcher, Daniel L Wood, Daniel R Korwan, Rong R Li, Willliam A Snyder, Curt O Davis, and Davidson T Chen. Hyperspectral imager for the coastal ocean: instrument description and first images. *Applied optics*, 50(11):1501–1516, April 2011. ISSN 1539-4522. PMID: 21478922.

[20] W.R. Johnson, S.J. Hook, P. Mouroulis, D.W. Wilson, S.D. Gunapala, C.J. Hill, V. Realmuto, J.M. Mumolo, and B.T. Eng. Field calibration of a broadband compact thermal infrared spectrometer for earth science. In

2010 IEEE Aerospace Conference, pages 1–9, March 2010. doi: 10.1109/AERO.2010.5446708.

[21] David Bannon. Information across the spectrum. *SPIE Newsroom*, 2004. ISSN 18182259. doi: 10.1117/2.5200403.0003.

[22] John Kerekes. Imaging spectrometers go commercial. *Laser focus world*, 42(7), 2006. ISSN 1043-8092.

[23] Pantazis Mouroulis, Robert O. Green, and Thomas G. Chrien. Design of pushbroom imaging spectrometers for optimum recovery of spectroscopic and spatial information. *Applied Optics*, 39(13):2210–2220, May 2000. doi: 10.1364/AO.39.002210.

[24] Nahum Gat. Imaging spectroscopy using tunable filters: a review. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 4056, pages 50–64, April 2000.

[25] Pilar-Beatriz Garca-Allende, Olga M. Conde, and José Miguel López-Higuera. Hyperspectral imaging for raw material sorting and processed product quality control. In Ognyan Ivanov, editor, *Applications and Experiences of Quality Control*. InTech, April 2011. ISBN 978-953-307-236-4.

[26] Abraham Prieto, Francisco Bellas, Fernando Lopez-Pena, and Richard J. Duro. Automatic preprocessing and classification system for high resolution ultra and hyperspectral images. In Manuel Grana and Richard J. Duro, editors, *Computational Intelligence for Remote Sensing*, number 133 in Studies in Computational Intelligence, pages 313–340. Springer Berlin Heidelberg, January 2008. ISBN 978-3-540-79352-6, 978-3-540-79353-3.

[27] A. Prieto, F. Bellas, R.J. Duro, and F. Lopez-Pena. An adaptive approach for the progressive integration of spatial and spectral features when training ground-based hyperspectral imaging classifiers. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 59(8):2083–2093, August 2010. ISSN 0018-9456. doi: 10.1109/TIM.2009.2030872.

[28] B. Priego, D. Souto, F.L. Pena, and R.J. Duro. An ANN based hyperspectral waterway control and security system. In *2011 IEEE International Conference on Computational Intelligence for Measurement Systems and Applications (CIMSA)*, pages 1–6, September 2011. doi: 10.1109/CIMSA.2011.6059925.

[29] Angel Dacal-Nieto, Arno Formella, Pilar Carrion, Esteban Vazquez-Fernandez, and Manuel Fernandez-Delgado. Common scab detection on potatoes using an infrared hyperspectral imaging system. In *Proceedings of the 16th international conference on Image analysis and processing - Volume Part II*, ICIAP'11, pages 303–312, Berlin, Heidelberg, 2011. Springer-Verlag. ISBN 978-3-642-24087-4.

[30] Angel Dacal-Nieto, Arno Formella, Pilar Carrion, Esteban Vazquez-Fernandez, and Manuel Fernandez-Delgado. Non-destructive detection of hollow heart in potatoes using hyperspectral imaging. In *Proceedings of the 14th international conference on Computer analysis of images and patterns - Volume Part II*, CAIP'11, pages 180–187, Berlin, Heidelberg, 2011. Springer-Verlag. ISBN 978-3-642-23677-8.

[31] Gema Casal, J. A. Dominguez, Noela Sanchez-Carnero, and J. Freire. Utilizacion del sensor de imagen airborne hyperspectral scanner (AHS) para la cartografia de bosques de Sargassum muticum en la Ria de Vigo (Galicia). *Revista de teledeteccion: Revista de la Asociacion Espanola de Teledeteccion*, (35):17–22, 2011. ISSN 1988-8740.

[32] R. Glenn Sellar and Glenn D. Boreman. Classification of imaging spectrometers for remote sensing applications. *Optical Engineering*, 44(1):013602–3, January 2005. doi: 10.1117/1.1813441.

[33] X. Prieto-Blanco, C. Montero-Orille, B. Couce, and R. de la Fuente. Optical configurations for imaging spectrometers. In Manuel Grana and Richard Duro, editors, *Computational Intelligence for Remote Sensing*, volume 133 of *Studies in Computational Intelligence*, page 25. Springer Berlin / Heidelberg, 2008. ISBN 978-3-540-79352-6.

[34] Carlos Montero Orille, Beatriz Couce Rodríguez, Raúl de la Fuente Carballo, and Jesús Prieto Blanco. Espectrómetro de imagen y método de espectroscopía de imagen. *Patente española*, (ES 2 323 204 B2), February 2010.

[35] Nahum Gat. Development of four-dimensional imaging spectrometers (4D-IS). *Proc. SPIE 6302, Imaging Spectrometry XI*, pages 63020M–11, 2006. doi: 10.1117/12.678082.

[36] William R. Johnson. An all-reflective computed tomography imaging spectrometer. *SPIE Proceedings Vol. 5660 Instruments, Science, and Methods for Geospace and Planetary Remote Sensing*, 5660:88–97, 2004. doi: 10.1117/12.568505.

[37] Peg Shippert. Introduction to hyperspectral image analysis. *Online Journal of Space Communication*, 3, 2003. ISSN 1542-0639A.

[38] D. Manolakis, C. Siracusa, and G. Shaw. Hyperspectral subpixel target detection using the linear mixing model. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 39(7):1392–1409, July 2001. ISSN 0196-2892. doi: 10.1109/36.934072.

[39] G. Shaw and D. Manolakis. Signal processing for hyperspectral image exploitation. *IEEE Signal Processing Magazine*, 19(1):12–16, January 2002. ISSN 1053-5888. doi: 10.1109/79.974715.

[40] R. J. Duro, F. Lopez-Pena, and J. L. Crespo. Using gaussian synapse ANNs for hyperspectral image segmentation and endmember extraction. In Manuel Grana and Richard J. Duro, editors, *Computational Intelligence for Remote Sensing*, number 133 in Studies in Computational Intelligence, pages 341–362. Springer Berlin Heidelberg, January 2008. ISBN 978-3-540-79352-6, 978-3-540-79353-3.

[41] Pantazis Mouroulis and Michael M McKerns. Pushbroom imaging spectrometer with high spectroscopic data fidelity: experimental demonstration. *Optical Engineering*, 39(3):808–816, March 2000. doi: 10.1117/1.602431.

[42] William L. Wolfe. *Introduction to Imaging Spectrometers*. SPIE Press, 1997. ISBN 9780819422606.

[43] John Fisher. Survey and analysis of fore-optics for hyperspectral imaging systems. *SPIE Proceedings Vol. 6206 Infrared Technology and Applications XXXII*, 6206:62062R–11, 2006. doi: 10.1117/12.668526.

[44] X. Prieto-Blanco, C. Montero-Orille, B. Couce, and R. de la Fuente. Analytical design of an Offner imaging spectrometer. *Optics Express*, 14(20): 9156–9168, October 2006. doi: 10.1364/OE.14.009156.

[45] Xesús Prieto-Blanco, Carlos Montero-Orille, Héctor González-Núnez, María Dolores Mouriz, Elena López Lago, and Raúl de la Fuente. The Offner imaging spectrometer in quadrature. *Optics Express*, 18(12):12756–12769, June 2010. doi: 10.1364/OE.18.012756.

[46] P Mouroulis, B van Gorp, RO Green, D Cohen, D Wilson, D Randall, J Rodriguez, O Polanco, H Dierssen, K Balasubramanian, et al. Design of an airborne portable remote imaging spectrometer (PRISM) for the coastal ocean. *Pasadena, CA: Jet Propulsion Laboratory*, 2010.

[47] Carlos Montero-Orille, Xesús Prieto-Blanco, Héctor González-Núnez, and Raúl de la Fuente. Two-wavelength anastigmatic Dyson imaging spectrometers. *Optics Letters*, 35(14):2379–2381, July 2010. doi: 10.1364/OL.35.002379.

[48] Esko Herrala, Jukka T. Okkonen, Timo S. Hyvarinen, Mauri Aikio, and Jorma Lammasniemi. Imaging spectrometer for process industry applications. *Proc. SPIE 2248, Optical Measurements and Sensors for the Process Industries*, pages 33–40, November 1994. doi: 10.1117/12.194344.

[49] Chenghai Yang, James H. Everitt, Michael R. Davis, and Chengye Mao. A CCD camera-based hyperspectral imaging system for stationary and airborne applications. *Geocarto International*, 18(2):71–80, 2003. ISSN 1010-6049. doi: 10.1080/10106040308542274.

[50] Motoshi Goto and Shigeru Morita. Spatial distribution measurement of atomic radiation with an astigmatism-corrected Czerny-Turner-type spectrometer in the Large Helical Device. *Review of Scientific Instruments*, 77 (10):10F124, 2006. ISSN 00346748. doi: 10.1063/1.2216987.

[51] Dane R. Austin, Tobias Witting, and Ian A. Walmsley. Broadband astigmatism-free Czerny-Turner imaging spectrometer using spherical mirrors. *Applied Optics*, 48(19):3846–3853, July 2009. doi: 10.1364/AO.48.003846.

[52] John Fisher, Mark M. Baumback, Jeffrey H. Bowles, John M. Grossmann, and John A. Antoniades. Comparison of low-cost hyperspectral sensors. *Proc. SPIE 3438, Imaging Spectrometry IV*, pages 23–30, October 1998. doi: 10.1117/12.328112.

[53] Carlos Montero-Orille, Xesús Prieto-Blanco, Héctor González-Núnez, and Raúl de la Fuente. Design of Dyson imaging spectrometers based on the Rowland circle concept. *Applied Optics*, 50(35):6487–6494, December 2011. doi: 10.1364/AO.50.006487.

[54] Michael Eismann. *Hyperspectral Remote Sensing*. SPIE Press, April 2012. ISBN 0819487872.

[55] John H. Bruning. Optical lithography: 40 years and holding. *Proc. SPIE 6520, Optical Microlithography XX*, pages 652004–13, 2007. doi: 10.1117/12.720631.

[56] J. Dyson. Unit magnification optical system without Seidel aberrations. *Journal of the Optical Society of America*, 49(7):713, July 1959. ISSN 0030-3941. doi: 10.1364/JOSA.49.000713.

[57] Daniel P. Burbank. The near impossibility of making a microchip. *Invention and technology*, 15(2):44–51, 1999. ISSN 8756-7296.

[58] Abe Offner. Unit Power Imaging Catoptric Anastigmat. *United States Patent: 3748015*, July 1973.

[59] D.R. Herriott. The development of device lithography. *Proceedings of the IEEE*, 71(5):566–570, May 1983. ISSN 0018-9219. doi: 10.1109/PROC.1983.12639.

[60] L. Mertz. Concentric spectrographs. *Applied Optics*, 16(12):3122–3124, December 1977. doi: 10.1364/AO.16.003122.

[61] N Das and M Murty. Flat field spectrograph using convex holographic diffraction grating and concave mirror. *Pramana - J Phys*, 27(1):171–192, 1986. ISSN 0304-4289. doi: 10.1007/BF02846337.

[62] Deborah Kwo, George Lawrence, and Michael Chrisp. Design of a grating spectrometer from a 1:1 Offner mirror system. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 818, pages 275–279, January 1987.

[63] William G. Fastie. A small plane grating monochromator. *Journal of the Optical Society of America*, 42(9):641–647, September 1952. doi: 10.1364/JOSA.42.000641.

[64] Pantazis Mouroulis, Daniel W. Wilson, Paul D. Maker, and Richard E. Muller. Convex grating types for concentric imaging spectrometers. *Applied Optics*, 37(31):7200–7208, November 1998. doi: 10.1364/AO.37.007200.

[65] Michael P. Chrisp. Convex diffraction grating imaging spectrometer. *United States Patent: 5880834*, September 1999.

[66] Daniel R. Lobb. Imaging spectrometers using concentric optics. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 3118 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 339–347, October 1997. doi: 10.1117/12.283838.

[67] Robert L. Lucke. Out-of-plane dispersion in an Offner spectrometer. *Optical Engineering*, 46(7):073004, July 2007. doi: 10.1117/1.2754316.

[68] Xesús Prieto-Blanco, Héctor González-Núnez, and Raúl de la Fuente. Off-plane anastigmatic imaging in Offner spectrometers. *Journal of the Optical*

Society of America A, 28(11):2332–2339, November 2011. doi: 10.1364/JOSAA.28.002332.

[69] Héctor González-Núnez, Xesús Prieto-Blanco, and Raúl de la Fuente. Pupil aberrations in Offner spectrometers. *Journal of the Optical Society of America A*, 29(4):442–449, March 2012. ISSN 1084-7529, 1520-8532. doi: 10.1364/JOSAA.29.000442.

[70] Curtiss Davis, Jeffrey Bowles, Robert Leathers, Daniel Korwan, T. Valerie Downes, William Snyder, W. Rhea, Wei Chen, John Fisher, Paul Bissett, and Robert Alan Reisse. Ocean PHILLS hyperspectral imager: design, characterization, and calibration. *Optics Express*, 10(4):210–221, February 2002. doi: 10.1364/OE.10.000210.

[71] Héctor González-Núnez, Carmen Vázquez-Vázquez, Elena López Lago, M Dolores Mouriz, Carlos Montero-Orille, Xesús Prieto-Blanco, and Raúl de la Fuente. Design, calibration and assembly of an Offner imaging spectrometer. *Journal of Physics: Conference Series*, 274:012106, January 2011. doi: 10.1088/1742-6596/274/1/012106.

[72] Xesús Prieto-Blanco, Dolores Mouriz, Héctor González Núnez, Elena López Lago, and Raúl de la Fuente. Differential ray tracing analysis of the Schwarzschild objective. *Proc. SPIE 8001, International Conference on Applications of Optics and Photonics*, pages 80014H–8, 2011. doi: 10.1117/12.892018.

[73] M. Dolores Mouriz, Elena López Lago, Xesús Prieto-Blanco, Héctor González-Núnez, and Raúl de la Fuente. Schwarzschild spectrometer. *Applied Optics*, 50(16):2418–2424, June 2011. doi: 10.1364/AO.50.002418.

[74] Joseph W Goodman. *Introduction to Fourier optics*. McGraw-Hill, New York, 1996. ISBN 0070242542 9780070242548 0071142576 9780071142571.

[75] Eugene Hecht, Raffaello Dal Col, Rosa Weigand Talavera, and José Manuel Guerra Pérez. *Óptica*. Addison Wesley, Madrid, 2000. ISBN 8478290257 9788478290253.

[76] Joseph M. Howard and Bryan D. Stone. Imaging a point with two spherical mirrors. *Journal of the Optical Society of America A*, 15(12):3045–3056, December 1998. doi: 10.1364/JOSAA.15.003045.

[77] H. A. Buchdahl. *An Introduction to Hamiltonian Optics*. Dover Publications, August 1993. ISBN 0486675971.

[78] Bryan D. Stone and G. W. Forbes. Second-order design methods for definitive studies of plane-symmetric, two-mirror systems. *Journal of the Optical Society of America A*, 11(12):3292, December 1994. ISSN 1084-7529, 1520-8532. doi: 10.1364/JOSAA.11.003292.

[79] Xesús Prieto-Blanco, Carlos Montero-Orille, Héctor González-Núnez, María Dolores Mouriz, Elena López Lago, and Raúl de la Fuente. Imaging with classical spherical diffraction gratings: the quadrature configuration. *Journal of the Optical Society of America A*, 26(11):2400–2409, November 2009. doi: 10.1364/JOSAA.26.002400.

[80] Rudolf Kingslake. Who? discovered Coddington's equations? *Optics and Photonics News*, 5(8):20–23, August 1994. doi: 10.1364/OPN.5.8.000020.

[81] Naftaly Menn. *Practical Optics*. Academic Press, 2004. ISBN 9780124909519.

[82] Francis Arthur Jenkins and Harvey Elliott White. *Fundamentals of Optics*. McGraw-Hill, 1976. ISBN 9780070323308.

[83] M. Pouey. Imaging properties of ruled and holographic gratings (invited paper). *Proceedings of the symposium: Diffraction Gratings and Grating Instruments. Tokyo*, 1:67, 1974.

[84] W. Werner. The geometric optical aberration theory of diffraction gratings. *Applied Optics*, 6(10):1691–1699, October 1967. doi: 10.1364/AO.6.001691.

[85] C. H. F. Velzel. A general theory of the aberrations of diffraction gratings and gratinglike optical instruments. *Journal of the Optical Society of America*, 66(4):346–353, April 1976. doi: 10.1364/JOSA.66.000346.

[86] S Morozumi. Aberration theory of diffraction gratings. *Optik (Stuttgart)*, 53:75–88, 1979.

[87] H. G. BEUTLER. The theory of the concave grating. *Journal of the Optical Society of America*, 35(5):311–350, May 1945. doi: 10.1364/JOSA.35.000311.

[88] C. Whyte, R. J. Leigh, D. Lobb, T. Williams, J. J. Remedios, M. Cutter, and P. S. Monks. Assessment of the performance of a compact concentric spectrometer system for atmospheric differential optical absorption spectroscopy. *Atmospheric Measurement Techniques*, 2(2):789–800, December 2009. ISSN 1867-8548. doi: 10.5194/amt-2-789-2009.

[89] Pantazis Mouroulis. Optical design and engineering: lessons learned. *Proc. SPIE 5865, Tribute to Warren Smith: A Legacy in Lens Design and Optical Engineering*, page 586502, August 2005. doi: 10.1117/12.624548.

[90] Joseph M. Howard. Optical design using computer graphics. *Applied Optics*, 40(19):3225, 2001. ISSN 0003-6935, 1539-4522. doi: 10.1364/AO.40.003225.

[91] Paul Yoder. Optomechanical design in five easy lessons. *SPIE Newsroom*, 2004. ISSN 18182259. doi: 10.1117/2.5200402.0006.

[92] Daniel Malacara. *Optical shop testing*. Wiley-Interscience, Hoboken, N.J., 2007. ISBN 9780471484042 0471484040.

[93] M. C Hutley. *Diffraction gratings*. Academic Press, London; New York, 1982. ISBN 0123629802 9780123629807.

[94] Philip C. D. Hobbs. *Building Electro-Optical Systems: Making It all Work*. Wiley, July 2009. ISBN 9780470466322.

[95] W. Wittenstein, J.C. Fontanella, A.R. Newbery, and J. Baars. The definition of the OTF and the measurement of aliasing for sampled imaging systems. *Optica Acta: International Journal of Optics*, 29(1):41–50, 1982. ISSN 0030-3909. doi: 10.1080/713820741.

[96] Optical Society Of America. *Handbook of Optics, Vol. 2: Devices, Measurements, and Properties, Second Edition*. McGraw-Hill Professional, September 1994. ISBN 0070479747.

[97] Glenn D. Boreman and Sidney Yang. Modulation transfer function measurement using three- and four-bar targets. *Applied Optics*, 34(34):8050–8052, December 1995. doi: 10.1364/AO.34.008050.

[98] Glenn D. Boreman. *Modulation Transfer Function in Optical and Electro-Optical Systems*. SPIE Press, 2001. ISBN 9780819441430.

[99] Jr Sitter, James S. Goddard, and Regina K. Ferrell. Method for the measurement of the modulation transfer function of sampled imaging systems from bar-target patterns. *Applied Optics*, 34(4):746–751, February 1995. doi: 10.1364/AO.34.000746.

[100] Stephen K. Park, Robert Schowengerdt, and Mary-Anne Kaczynski. Modulation-transfer-function analysis for sampled image systems. *Applied Optics*, 23(15):2572–2582, August 1984. doi: 10.1364/AO.23.002572.

[101] R T Droege and M S Rzeszotarski. An MTF method immune to aliasing. *Medical physics*, 12(6):721–725, December 1985. ISSN 0094-2405. PMID: 4079862.

[102] Robert O. Green. Spectral calibration requirement for earth-looking imaging spectrometers in the solar-reflected spectrum. *Applied Optics*, 37(4): 683–690, February 1998. doi: 10.1364/AO.37.000683.

[103] Lifu Zhang, Changping Huang, Taixia Wu, Feizhou Zhang, and Qingxi Tong. Laboratory calibration of a field imaging spectrometer system. *Sensors*, 11(12):2408–2425, February 2011. ISSN 1424-8220. doi: 10.3390/s110302408.

[104] Jorge Ares and Justo Arines. Influence of thresholding on centroid statistics: full analytical description. *Applied optics*, 43(31):5796–5805, November 2004. ISSN 0003-6935. PMID: 15540437.

[105] Petr Hlubina, Igor Gurov, and Vladimir Chugunov. White-light spectral interferometric technique to measure the wavelength dependence of the spectral bqandpass of a fibre-optic spectrometer. *Journal of Modern Optics*, 50 (13):2067–2074, 2003. ISSN 0950-0340. doi: 10.1080/09500340308235258.

[106] V. Nirmal Kumar and D. Narayana Rao. Interferometric measurement of the modulation transfer function of a spectrometer by using spectral modulations. *Applied Optics*, 38(4):660–665, February 1999. doi: 10.1364/AO.38.000660.

[107] Héctor González-Núnez, Xesús Prieto-Blanco, Elena López Lago, M. Dolores Mouriz, and Raúl de la Fuente. Measurement of lateral chromatic aberration by using an imaging spectrometer. *Proc. SPIE 8001, International Conference on Applications of Optics and Photonics*, pages 80013G–7, 2011. doi: 10.1117/12.892093.

[108] Peter W. Maymon and Russell A. Chipman. Linear polarization sensitivity specifications for spaceborne instruments. *Proc. SPIE 1746, Polarization Analysis and Measurement*, pages 148–156, December 1992. doi: 10.1117/12.138783.

[109] Andrea Romoli, Francesca Simonetti, Lisa Gambicorti, and Alessandro Zuccaro Marchi. New family of reflective spectrometers. *Optical Engineering*, 50(1):013001, January 2011. doi: 10.1117/1.3530073.

[110] Pantazis Mouroulis, Robert O. Green, and Daniel W. Wilson. Optical design of a coastal ocean imaging spectrometer. *Optics Express*, 16(12): 9087–9096, June 2008. doi: 10.1364/OE.16.009087.