Diseño y desarrollo prototipo de un coronógrafo digital adaptativo de vórtices ópticos

JUAN JOSÉ CADAVID MUÑOZ

Departamento de Ciencias Físicas
UNIVERSIDAD EAFIT

Manuscrito técnico del Trabajo de Grado presentado a la Universidad EAFIT como requerimiento académico para la culminación de estudios en el programa de la Maestría en Física Aplicada de la Escuela de Ciencias.

OCTUBRE DE 2019

UNIVERSIDAD EAFIT - SEDE DE MEDELLÍN

ESCUELA DE CIENCIAS – DEPARTAMENTO DE CIENCIAS FÍSICAS
MAESTRÍA EN FÍSICA APLICADA

Diseño y desarrollo prototipo de un coronógrafo digital adaptativo de vórtices ópticos

TRABAJO DE GRADO EN:

Procesamiento e Instrumentación Óptica

Grupo de Óptica Aplicada - Línea de Procesamiento Óptico

Director
Ph.D. René Restrepo Gómez
Universidad EAFIT

Codirector
Ph.D. Edgar Rueda Muñoz
Universidad de Antioquia

Tutor
MSc. Daniel Velásquez Prieto
Universidad EAFIT

Jurados Académicos
Ph.D. Jorge Gómez López
Politécnico Jaime Isaza Cadavid

Ph.D. Carlos Trujillo Anaya
Universidad EAFIT

Segundo Semestre Académico del 2019



Este documento se distribuye bajo la licencia: *Creative Commons Reconocimiento - No comercial - No Derivable 4.0 Internacional (CC-BY-NC-ND 4.0)*. Para una copia de la licencia visite el sitio web: creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/. El documento se proporciona **"tal cual"** como se presenta sin garantía de ningún ámbito por lo que el autor no asume responsabilidad de cualquier situación generada por el uso de la información contenida. El documento se presenta en el ámbito académico y está sujeto a las normas institucionales de precedencia. La información contenida representa la opinión del autor y no materializa directamente la postura de organización.

*Para el **Señor de la Verdad**, quien en su infinito aprecio nos ha invitado a conocer de la creación, para el engrandecimiento de su obra y el crecimiento de nuestro Ser.*

Declaración del Autor

La propiedad intelectual presentada en éste trabajo es propiedad de la Universidad EAFIT, Grupo de Óptica Aplicada y el autor del manuscrito. Las propiedades intelectuales externas incluidas a través de citas, ecuaciones, esquemas, gráficos, conceptos, ideas o cualquier otro tipo de recurso externo presente en el documento de forma directa o indirecta, son propiedad de los respectivos autores u organizaciones asociadas. En ningún momento se busca vulnerar ni suplantar la autoría de la propiedad intelectual externa de otros autores en éste trabajo. Para mayor información visite la sección de referencias del escrito para un listado detallado de autores de material externo incluido.

Los logotipos, diseños, marcas comerciales o marcas registradas de las diferentes entidades, proveedores, empresas u organizaciones presentes explícita o implícitamente en imágenes, texto o cualquier otro recurso presente en éste trabajo son propiedad de los respectivos propietarios. El autor del manuscrito no tiene relación alguna con cualquiera estas asociaciones. Se reserva su uso con fin académico, no comercial, no publicitario y referencial para cualquier producto comercial presentado. La utilización de éstos puede estar condicionado a respectivos y diferentes términos y condiciones.

Firma:_____ **En la fecha**:_____

Abstract

La exploración exoplanetaria es un campo de gran interés científico que busca conocer la vida por fuera de nuestro sistema solar. Utilizando diversas técnicas desde la espectroscopía, óptica y astrofísica se deducen propiedades de cuerpos celestes para determinar posibles condiciones de vida.

Una de estas técnicas que aporta a este campo científico, es la observación directa de los cuerpos estelares a través de diversas técnicas como la coronografía, la cual utiliza sistemas de formación de imagen de alto contraste para la observación selectiva de la luz proveniente de cuerpos de hasta 10^{-14} órdenes de magnitud más tenues, como los planetas que orbitan en los sistemas extrasolares.

En éste trabajo se busca diseñar, implementar y evaluar un sistema coronográfico prototipo que se propone en un alcance de laboratorio, para estudiar las propiedades particulares de una de las técnicas de este campo de estudio, como lo es la coronografía de vórtices ópticos a partir de la modulación digital de fase.

Debido al reciente interés científico en el uso de las tecnologías de cristal líquido en el control de las propiedades ópticas en la coronografía de Lyot de fase, se plantea la necesidad de entender las características de las máscaras de fase de punto focal, para determinar qué posible configuración entre la carga topológica y niveles de discretización son óptimos para la reducción energética de la fuga estelar bajo condiciones de iluminación específicas en un entorno de laboratorio.

Para la determinación de esta configuración, se realiza un análisis cuantitativo del comportamiento en intensidad en los planos coronográficos de Lyot y de plano focal de registro, en los que se analiza el comportamiento de dos propiedades: la razón de atenuación y el encapsulamiento energético, utilizando un análisis métrico propuesto.

El análisis coronográfico se estudia desde dos perspectivas, desde el plano de la convolución en la apertura de Lyot, para establecer las condiciones de circulación o desplazamiento energético con el momento orbital inducido, para establecer un truncamiento de los máximos de intensidad, y desde la perspectiva de la PSF para cuantificar la fuga de intensidad y analizar las características posfiltrado de la distribución focal. La infor-

mación obtenida, se interpreta en razón a las distancias angulares de difracción en la región crítica de interés coronográfico de $1\lambda/D$.

Para generar un marco de estudio se recurre a diferentes técnicas mediante la experimentación y simulación, para predecir y registrar los comportamientos coronográficos desde diferentes perspectivas, de forma que se pueda establecer un entorno comparativo y de discusión entre las diferentes observaciones del fenómeno para establecer congruencia y validez en el proceso de estudio.

Apoyados con la infraestructura del laboratorio, en la parte experimental se utiliza dos sistemas de modulación de fase: uno por reflexión que es de solo fase, y otro por transmisión con modulación acoplada a la intensidad. El objetivo con estos dispositivos es determinar sus respectivas capacidades de extinción energética, al evaluarlos en el sistema coronográfico que se propone. El diseño de este último es apoyado con herramientas como Zemax OpticStudio. En la parte de simulación se implementa un sistema *End-To-End* mediante la propagación con óptica física para la construcción secuencial de las etapas coronográficas, basándose en el propagador de espectro angular.

El estudio culmina con la determinación de las condiciones óptimas de filtrado, junto con un diseño prototipo experimental y una evaluación adicional de los resultados en una aplicación con un sistema telescópico.

Lista de Siglas

DAC	Coronografía Digital Adaptativa
EEF	Factor de Encapsulamiento Energético
GL	Nivel de Gris
IWA	Ángulo de Trabajo Interno
MEMS	Microsistemas Electromecánicos
NA	Apertura Numérica
PP	*Pixel Pitch*
PS	Supresión de Potencia
PSF	Función de Dispersión de Punto (coherente)
RMS	Desviación de Raíz Cuadrática Media
SLM	Modulador Espacial de Luz
SNR	Proporción Señal Ruido
STD	Desviación Estándar
TC	Carga Topológica
4F	Correlador Óptico

Notación Matemática

$\in$	Perteneciente a un conjunto
$\forall$	Para todo valor
$\langle : \rangle$	Valor esperado de conjunto
Δ	Diferencia de magnitud
$*$	Complejo conjugado
$*$	Convolución
$\boldsymbol{Re}$ $\boldsymbol{Im}$	Parte real y parte imaginaria
$\times$	Multiplicación
$\bar{\boldsymbol{x}}$	Promedio estadístico / Centroide
$\boldsymbol{P}$	Plano bidimensional
$\vec{\boldsymbol{P}}$	Vector con magnitud y dirección
$\boldsymbol{\sigma}$	Desviación estándar
$\because$ $\therefore$	“Porque” (condición) - “Entonces” (Resultado)
$\mid$	“Tal que”· (una condición)
$\cdot$	Producto escalar

Prefacio

El Grupo de óptica Aplicada de la universidad EAFIT en la línea de procesamiento óptico ha venido trabajando en la generación de vórtices ópticos a través de moduladores especiales de luz, para el estudio de objetos de fase, propiedades del frente de onda y coherencia óptica. De forma paralela, el Grupo de Óptica y Fotónica de la universidad de Antioquia ha estudiado la generación de vorticidades en moduladores espaciales de respuesta limitada de fase desde una perspectiva teórica y experimental, para estudiar los efectos de la discretización multinivel en la representación de la estructura singular de fase y en la generación óptima de las distribuciones de los vórtices ópticos.

Con el establecimiento de un objeto común de estudio, ambos grupos han formado un marco de trabajo conjunto para la investigación de estas estructuras singulares y en las técnicas de la proyección helicoidal de fase con moduladores. Con la aparición de trabajos pioneros en la coronografía de vórtices ópticos con el uso tecnologías de cristal líquido, se presentó el interés científico por parte de ambos grupos de estudiar estas aplicaciones y generar aportes en este campo.

Desde el año 2018 se comenzó a formalizar la investigación académica para la materialización de un sistema coronográfico adaptativo de vórtices, para el entendimiento de las propiedades de extinción de la luz con el principio del momento orbital angular en un coronógrafo de Lyot.

A partir de los primeros trabajos experimentales para el acercamiento y exploración de la técnica, mediante un sistema de una estrella y un planeta en una escala de laboratorio, se generó una segunda propuesta para el estudio específico de las características del filtrado focal con énfasis en la extinción de la intensidad del cuerpo central. Para el año 2019, esta propuesta fue formalizada para establecer en un plan investigativo de ocho meses, el cual es enmarcado conjuntamente en los trabajos de grado del estudiante de maestría Juan José Cadavid Muñoz en el programa de Física Aplicada, y el estudiante de pregrado en Ingeniería Física Samuel Plazas Escudero de la universidad EAFIT.

Este trabajo se realizó en dos etapas, la primera de estas para la configuración e implementación del *hardware* de trabajo para el coronógrafo, junto con el establecimiento de las herramientas de procesamiento digital, proceso que fue dirigido por Juan José y con-

solidado por ambos estudiantes en sus respectivos y diferentes alcances de trabajo. En la segunda etapa de la investigación, se plantea un panorama más científico con el estudio específico del fenómeno coronográfico para la determinación de la configuración óptima de filtrado y el refinamiento de la infraestructura desarrollada.

Este documento que se presenta, reúne entonces las características específicas de estos desarrollos, junto con los resultados obtenidos con la consecución de ambas etapas. Con estos, se discute el panorama actual de la investigación junto con las conclusiones generadas tras el cumplimiento de los objetivos trazados en este marco investigativo. La discusión principal que se desarrollará a continuación, gira entorno al componente científico descrito por el fenómeno observado de la extinción coronográfica, mediante la discusión del sistema implementado y el análisis métrico propuesto.

Índice general

27 **Capítulo 1**
Discusión introductoria

1.1. Contextualización Temática 28
1.2. Planteamiento del Problema 29
1.3. Justificación 31
1.4. Objetivos de la Propuesta 32
1.4.1. Objetivo Principal 32
1.4.2. Objetivos Específicos 32
1.5. Metodología 33
1.6. Estado del arte 35
1.7. Estructura del documento 37

39 Referencias del Capítulo 1

I

Diseño y propiedades del coronógrafo

45 **Capítulo 2**
El coronógrafo de vórtices

2.1. El Coronógrafo de plano focal 46
2.2. Vorticidades y máscaras de fase 53
2.3. El diseño del sistema coronográfico 60
2.4. Integración del sistema telescópico 70

77 Referencias del Capítulo 2

81 **Capítulo 3**
Métricas y procesamiento

3.1. Métricas de análisis 82
3.2. Metodología de Estudio 93
3.3. Simulaciones coronográficas FFT 100
3.4. Simulaciones con Espectro Angular 104

109 Referencias del Capítulo 3

II

Análisis de Campos Coronográficos

113 **Capítulo 4**
Resultados de la simulación

4.1. Intensidades en la pupila de Lyot 113
4.2. Intensidades en el plano de la PSF 128
4.3. Efectos de la iluminación gaussiana 148

163 **Capítulo 5**
Resultados experimentales

5.1. Modulación con el PLUTO 163
5.2. Modulación con el LC2002 186
5.3. Extinción de luz del telescopio 204

209 **Capítulo 6**
Conclusiones del trabajo

215 Agradecimientos

217 Índice Temático

Índice de tablas

2.1. Superficies del telescopio utilizadas en Zemax, valores en mm. 75
2.2. Características del sistema telescópico, valores en mm. 75

3.1. Parámetros de simulación coronográfica con FFT. 103
3.2. Parámetros de simulación coronográfica con Espectro Angular. 106

4.1. Promedios de LogRMS para los filtros de cargas impares simulados. 147
4.2. Promedios de LogRMS para los filtros de cargas pares simulados. 148

5.1. Configuración para el LC2002 para la modulación con $\lambda = 632.8\,\text{nm}$. 204

Índice de figuras

2.1. Adaptación esquemática de un coronógrafo de plano focal. 47
2.2. Comparación del efecto del filtrado en Lyot con una señal uniforme. 52
2.3. Principio de un coronógrafo de vórtices ópticos. 54
2.4. Propiedades singulares de los vórtices ópticos. 55
2.5. Máscaras de fase para la representación de una carga topológica. 57
2.6. Criterio geométrico para el muestreo de punto focal. 58
2.7. Esquemático del primer diseño prototipo de coronógrafo. 63
2.8. Vista esquemática 3D en OpticStudio del segundo diseño prototipo. 63
2.9. Distribución de punto focal del sistema mediante FFTPSF en OpticStudio. . 64
2.10. Calidad óptica con la MTF para los diferentes campos angulares. 64
2.11. Esquemático de funcionamiento del iluminador incoherente propuesto. . . . 65
2.12. Vista esquemática de los componentes del sistema coronográfico propuesto. 67
2.13. Representación del modelo CAD del coronógrafo en mesa óptica 67
2.14. Análisis de cambio del punto focal por corrimiento y apertura. 68
2.15. Evaluación de tamaño del patrón focal con máximos locales. 68
2.16. Respuesta de sensibilidad de punto focal con cambios en los parámetros. . . 69
2.17. Imágenes del instrumento experimental diseñado en el laboratorio. 70
2.18. Sistema catadióptrico Schmidt-Cassegrain Celestron. 72
2.19. Schmidt-Cassegrain diseñado en Zemax. 73
2.20. Respuesta de la PSF del telescopio diseñado. 73
2.21. Diseño Zemax del Schmidt-Cassegrain con el coronógrafo. 74
2.22. Implementación experimental con el sistema telescópico. 74

3.1. Categorías de métricas analíticas para el estudio propuesto. 83
3.2. Centramiento de coordenadas relativas al centroide del patrón focal. 84
3.3. Técnicas de procesamiento para la calibración de la distribución focal. . . . 84
3.4. Aproximación de la proyección angular del patrón con el tamaño transversal. 85
3.5. Coordenadas angulares calibradas de un patrón focal de referencia. 86
3.6. Representación esquemática de un coronógrafo de plano focal [Adaptación]. 87
3.7. Ejemplo experimental de **contraste** entre la señal filtrada y la referencia. . 88
3.8. Ejemplo experimental de la concentración de luz al filtrar y sin filtrar. . . . 90

3.9. Ejemplo comparativo del *Throughput* con distintas cargas. 91
3.10. Gráfica de supresión de potencia como se describe en la literatura. 91
3.11. Solución numérica de la distribución en el plano de Lyot con $l = 2$. 92
3.12. Representación gráfica de la discretización de valores de fase de una máscara. 93
3.13. Matriz de análisis paramétrico en la generación de filtros focales. 95
3.14. Estructura desarrollada del algoritmo de registro y procesamiento. 96
3.15. Ejemplificación del sistema de autocentrado propuesto para la calibración. . 97
3.16. Estructura lógica del algoritmo de autocentrado propuesto. 98
3.17. Tipos de Intensidades radiales procedas por el sistema de autocentrado. . . 99
3.18. Estructura hipermatricial adoptada para la organización y procesamiento. . 102
3.19. Comparación de la solución con $l = 2$ entre el modelo analítico y numérico. . 102
3.20. Intensidades coronográficas con la propagación de espectro angular. 107

4.1. Intensidades simuladas de los planos de Lyot: $TC \leq 5, GL \leq 10$. 114
4.2. Intensidades simuladas de los planos de Lyot: $TC \geq 6, GL \leq 10$. 115
4.3. Análisis de contraste de magnitudes: $TC \leq 10, GL \leq 4$. 117
4.4. Análisis de contraste de magnitudes: $TC \leq 10, GL \leq 10$. 118
4.5. Análisis de *throughput*: $TC \leq 10, GL \leq 10$. 120
4.6. Análisis de *LogSNR*: $TC \leq 10, GL \leq 10$. 121
4.7. Gráficas de mérito en Lyot del grupo evaluado: $TC \leq 10, GL \leq 10$. 122
4.8. Intensidades simuladas de los planos de Lyot: $TC \leq 5, GL \leq 256$. 124
4.9. Intensidades simuladas de los planos de Lyot: $TC \geq 6, GL \leq 256$. 125
4.10. Gráficas de mérito en Lyot del grupo evaluado: $TC \leq 10, GL \leq 256$. 126
4.11. Incremento porcentual de extinción en Lyot. 127
4.12. Señal de referencia en el punto focal de la simulación. 129
4.13. Intensidades simuladas de los planos de la PSF: $TC \leq 5, GL \leq 10$. 130
4.14. Intensidades simuladas de los planos de la PSF: $TC \geq 6, GL \leq 10$. 131
4.15. Comportamiento de la pérdida de la estructura de fase en cargas pares. . . 132
4.16. Mosaicos de las fases simulados en el plano de la PSF. 133
4.17. Análisis de contraste de intensidades con cargas pares en la PSF. 135
4.18. Análisis de contraste de intensidades con cargas impares en la PSF. 136
4.19. Análisis de supresión radial LogSNR con cargas pares. 138
4.20. Análisis de supresión radial LogSNR con cargas impares. 139
4.21. Análisis de *throughput* en la PSF con bajos niveles de discretización. 141
4.22. Análisis de *throughput* en la PSF con altos niveles de discretización. 142
4.23. Razón de atenuación efectiva en la región de $1\lambda/D$ en la PSF. 144
4.24. Fracción energética acumulada en la región de $1\lambda/D$ en la PSF. 145
4.25. Incremento porcentual de la razón de atenuación en la PSF. 147
4.26. Intensidades coronográficas con iluminación gaussiana. 150
4.27. Intensidades coronográficas con iluminación circular apodizada. 151
4.28. Fases coronográficas con iluminación gaussiana. 153
4.29. Fases coronográficas con iluminación circular apodizada. 154
4.30. Intensidades de Lyot con $w = 1.00\,\text{mm}$: $TC \leq 5, GL \leq 256$. 155
4.31. Intensidades de la PSF con $w = 1.00\,\text{mm}$: $TC \leq 5, GL \leq 256$. 156

4.32. Intensidades de la PSF con $w = 0.75\,\text{mm}$: $TC \leq 5, GL \leq 256$. 157
4.33. Efecto de la transición gaussiana a circular en el rendimiento: $GL \leq 32$. . . 159
4.34. Efecto de la transición gaussiana a circular en el rendimiento: $GL \geq 64$. . . 160

5.1. Distribución de intensidad en la apertura de entrada del coronógrafo. 164
5.2. Características ondulatorias y de transición en la distribución. 165
5.3. Intensidades experimentales de los planos de Lyot: $TC \leq 5, GL \leq 10$. 166
5.4. Intensidades experimentales de los planos de Lyot: $TC \geq 6, GL \leq 10$. 167
5.5. Análisis de intensidades y EEF en el plano de Lyot: $TC \leq 10, GL \leq 5$. 168
5.6. Análisis de intensidades y EEF en el plano de Lyot: $TC \leq 10, GL \geq 6$. 169
5.7. Curvas del rendimiento coronográfico en Lyot con bajos niveles de gris. . . . 171
5.8. Referencia experimental del punto focal en el brazo del PLUTO. 172
5.9. Intensidades experimentales de los planos de la PSF: $TC \leq 5, GL \leq 10$. . . . 173
5.10. Intensidades experimentales de los planos de la PSF: $TC \geq 6, GL \leq 10$. . . . 174
5.11. Análisis de intensidad y fracción energética de punto focal - I. 176
5.12. Análisis de intensidad y fracción energética de punto focal - II. 177
5.13. Curvas del rendimiento coronográfico en la PSF con bajos niveles de gris. . 178
5.14. Intensidades experimentales de los planos de Lyot: $TC \leq 5, GL \leq 256$. . . . 179
5.15. Intensidades experimentales de los planos de Lyot: $TC \geq 6, GL \leq 256$. . . . 180
5.16. Curvas del rendimiento coronográfico en Lyot con bajos niveles de gris. . . . 181
5.17. Intensidades experimentales de los planos de la PSF: $TC \leq 5, GL \leq 10$. . . . 182
5.18. Intensidades experimentales de los planos de la PSF: $TC \geq 6, GL \leq 10$. . . . 183
5.19. Separación de cargas en las intensidades con $TC = 4$, $w = 1\,\text{mm}$. 184
5.20. Separación de cargas del punto axial acorde el orden azimutal en Lyot. . . . 185
5.21. Curvas del rendimiento coronográfico en la PSF con altos niveles de gris. . . 186
5.22. Intensidades de referencia en el plano de Lyot con el LC2002. 187
5.23. Intensidades de los planos de Lyot con el LC2002: $TC \leq 5, GL \leq 10$. 188
5.24. Intensidades de los planos de Lyot con el LC2002: $TC \geq 6, GL \leq 10$. 189
5.25. Análisis de intensidades y EEF en Lyot con el LC2002: $TC \leq 10, GL \leq 5$. . . 191
5.26. Análisis de intensidades y EEF en Lyot con el LC2002: $TC \leq 10, GL \geq 6$. . . 192
5.27. Curvas del rendimiento coronográfico en Lyot con bajos niveles de gris. . . . 193
5.28. Distribución focal de referencia generada con el brazo del LC2002. 194
5.29. Intensidades de los planos de la PSF con el LC2002: $TC \leq 5, GL \leq 10$. . . . 195
5.30. Intensidades de los planos de la PSF con el LC2002: $TC \geq 6, GL \leq 10$. . . . 196
5.31. Observación de la energía remanente de $TC = 5$ y $TC = 6$. 197
5.32. Análisis de intensidad y EEF de punto focal con el LC2002 - I. 198
5.33. Análisis de intensidad y EEF de punto focal con el LC2002 - II. 199
5.34. Curvas del rendimiento del LC2002 en la PSF con bajos niveles de gris. . . 200
5.35. Curvas del rendimiento del LC2002 en Lyot con altos niveles de gris. 202
5.36. Curvas del rendimiento del LC2002 en la PSF con altos niveles de gris. . . . 202
5.37. Distribuciones de intensidad en el plano de Lyot con el telescopio. 205
5.38. Distribuciones de intensidad en el plano de la PSF con el telescopio. 206
5.39. Distribución de Lyot experimental en luz incoherente con filtro no en eje. . . 207
5.40. Intensidades simuladas con una iluminación coherente y obstruida. 208

CAPÍTULO 1

DISCUSIÓN INTRODUCTORIA

1.1. Contextualización Temática 28
1.2. Planteamiento del Problema 29
1.3. Justificación 31
1.4. Objetivos de la Propuesta 32
1.5. Metodología 33
1.6. Estado del arte 35
1.7. Estructura del documento 37

Objetivos del Capítulo

- Introducir el contexto temático de la coronografía.
- Presentar las características formales del trabajo.
- Plantear aspectos metodológicos y alcances.
- Discutir el estado del arte de la técnica.
- Describir la estructura del documento.

Conceptos Clave

- **Coronógrafo**
- **Alto Contraste**
- **Cuerpo Estelar**
- **Imagen Directa**

La **exploración exoplanetaria** es un campo de la astronomía que tiene el objetivo de estudiar la posibilidad de vida planetaria afuera de nuestro sistema solar. Uno de los principales retos que presenta esta exploración, está en la identificación y diferenciación de la información que reciben las estaciones de observación terrestres o espaciales, para establecer qué tipo de cuerpo celeste se está analizando[1].

Dentro de las técnicas de estudio que se utilizan, la observación directa posibilita colectar la luz emitida por los cuerpos luminosos mediante sistemas telescópicos para ser analizada espectroscópicamente, para establecer la composición atómica de la luz de origen. De esta forma, según el tipo de distribución espectral y concentración de masa es posible determinar si es una estrella o planeta[2]. En el caso de este último, se busca la presencia biomarcadores como el vapor de agua a partir de la luz reflejada por los gases atmosféricos[3]. No obstante, la observación directa tiene como uno de sus principales retos la detección de cuerpos, que son hasta 14 órdenes de magnitud más tenues que la estrella que orbitan y que se encuentran con una separación angular típica de 1 μrad[4]. Dentro de este panorama, se recurre a las técnicas astronómicas de la observación estelar como la coronografía.

La coronografía surge como una herramienta que busca observar los alrededores de un cuerpo altamente luminoso al intentar suprimir está luz, para hacer imagen de los alrededores tenues de este cuerpo. De esta manera, logra constituirse como una técnica de alto contraste, que utiliza diversos principios ópticos para procesar la amplitud o fase de luz que se recolecta[5].

En el caso de la coronografía de vórtices, esta ha sido una técnica pionera en la investigación exoplanetaria, que utiliza el momento angular de la luz como principio fundamental para la separación de la información que recibe un sistema óptico, la cual inicialmente fue constituida como una técnica analógica mediante redes difractivas de sublongitud de onda[6].

Debido al progreso de la microfabriación en la última década, la reducción del tamaño de línea en los microprocesadores y el aumento de la densidad superficial de actuadores MEMS (Micro Electro-Mechanical Systems) en las pantallas de cristal líquido[7], los moduladores espaciales de luz mejoraron sus prestaciones de forma que han tenido una importante incidencia en campos de la holografía digital y en diversas aplicaciones ópticas, por la versatilidad del control sobre las propiedades del campo óptico. En investigaciones recientes[8][9], el uso de moduladores espaciales de luz dentro del campo coronográfico aparece como una alternativa de prototipo a los sistemas analógicos con un gran potencial por la capacidad de combinar e integrar diversas técnicas de los coronógrafos de vórtices ópticos en un solo sistema que logra ser dinámico en el tipo de fase que se utiliza.

1.1 Contextualización Temática

La **coronografía digital de vórtice** óptico es una técnica de procesamiento basada en la proyección de información de fase, que posibilita el filtrado de una fuente intensa de luz para mejorar el contraste visible de objetos luminosos más tenues que son enmascarados[10]. La información de fase que se proyecta corresponde a vorticidades ópticas que son generadas digitalmente en moduladores espaciales de luz. Estos agregan un momento angular orbital[11] a la luz ocasionando la redistribución de la intensidad a puntos por fuera del eje de propagación, lo que permite oscurecerla y posibilitar la luz de interés que no es afectada por el vórtice ser registrada para su análisis. Dependiendo de las propiedades de la estructura de fase, el rendimiento del coronógrafo es afectado[12].

Las vorticidades ópticas han sido una temática de investigación que el grupo de Óptica Aplicada de la Universidad EAFIT ha abordado desde hace cuatro años, en el que se ha estudiado diferentes propiedades de la luz para la corrección de aberraciones y el análisis de la coherencia. Esta temática de vórtices ópticos ha posibilitado el estudio conjunto con el grupo de investigación de Óptica y Fotónica de la Universidad de Antioquia, cual en la actualidad ha generado diferentes resultados de investigación en la predicción y

estudio analítico del comportamiento de estas vorticidades. Esta temática en común ha permitido el trabajo conjunto y ha posibilitado el planteamiento de esta propuesta.

La coronografía digital utiliza los moduladores espaciales de luz como la herramienta principal para el análisis de las señales ópticas, donde el problema central de la modulación se establece en entender dos aspectos; la forma en que se representa la fase y el tipo de mapa o función de fase que se utilice[**4**], lo que definirá el rendimiento del sistema.

En el primer aspecto, la representación de la fase deriva de la capacidad del modulador, como dispositivo de tamaño finito, para representar una función continua. En este caso la resolución de píxel, la cantidad de transiciones de fase y la respuesta de modulación, son propiedades intrínsecas a la tecnología que se utilice y determinan la fidelidad de la información que se incorpora al sistema óptico. La cantidad de transiciones se puede ajustar para construir diferentes representaciones con un determinado grado de discretización. El segundo aspecto define el tipo de mapa de fase, que para la coronografía de vórtice corresponde a las máscaras helicoidales. Esta estructura depende de la carga topológica: el número de transiciones de fase que determina el momento angular orbital que adquiere el campo. La función de fase establece el tipo de fenómeno óptico a generar.

El entendimiento de estos efectos para plantear un sistema coronográfico, determina los cimientos para la propuesta de este trabajo de grado, el cual busca traer a discusión estos aspectos sobre de la modulación de fase, para el diseño y desarrollo prototipo de un coronógrafo de vórtice óptico como resultado del estudio del rendimiento de contraste con las posibles configuraciones de máscara de fase.

La investigación se plantea en una dinámica de trabajo colaborativo con el grupo de la Universidad de Antioquia con quien se ha realizado el intercambio recursos e infraestructura. Dentro de este marco de trabajo conjunto se plantea la necesidad científica de estudiar los efectos de los vórtices en la eficiencia de extinción a partir de las propiedades digitales asociadas a dos tecnologías de modulación de fase, para establecer un análisis comparativo, desde una perspectiva experimental y simulada que permita caracterizar las propiedades durante el diseño y desarrollo de un sistema de coronografía digital.

1.2 Planteamiento del Problema

La disposición de ambas tecnologías de modulación ha permitido plantear un estudio comparativo de interés científico, que busca realizarse en el contexto del diseño y desarrollo de un coronógrafo de vórtices ópticos. El estudio se plantea como una estrategia metodológica para determinar cuál tecnología es más competitiva para la instrumentación, y asimismo identificar los parámetros de mejor rendimiento que serán utilizados para un sistema coronográfico prototipo que se propondrá con este trabajo. De esta for-

ma se busca dar respuesta a un interés científico y posibilitar un desarrollo a nivel de laboratorio que permita el fortalecimiento investigativo en temas de vórtices ópticos.

Para el diseño de este instrumento, el entendimiento de la respuesta del sistema óptico es necesario para identificar cómo la información de luz es procesada, y de esta forma predecir las propiedades de la señal resultante. Conociendo ambos comportamientos, es posible modificar y evaluar las características del sistema hasta llegar a un punto óptimo donde la señal óptica generada satisface los requerimientos coronográficos, en cuyo caso logrando una extinción mayor de luz, y por ende una mejora en el contraste.

Sin embargo, un entendimiento absoluto del sistema óptico no es posible debido a diferentes factores instrumentales en las tolerancias de fabricación, o por la restricción al acceso directo a las propiedades físicas del campo complejo. Esto genera la necesidad de reconstruir y analizar el comportamiento óptico desde múltiples perspectivas, mediante las observaciones experimentales, las predicciones con el análisis de Fourier o el trazado geométrico de rayos, para poder estimar el comportamiento de este sistema óptico y controlar su funcionamiento.

El planteamiento del trabajo se establece con el uso de estas perspectivas de conocimiento de la óptica, bajo un contexto tecnológico delimitado a la capacidad del laboratorio del grupo de óptica de EAFIT, para constituir un diseño y desarrollar el instrumento prototipo en un banco óptico. De esta forma se integran diferentes herramientas del análisis experimental, la predicción de simulaciones y la implementación instrumental para alcanzar su materialización.

El concepto adaptativo alude a la capacidad de la modulación de alterar las propiedades del sistema de forma digital, lo que permite generar diferentes estructuras de fase. El nombre del trabajo hace referencia al uso de la técnica de **Coronografía Digital Adaptativa** (DAC) para la creación de estructuras de cuatro, ocho o n cuadrantes de fase[13] (4QPM, 8OCPM, *Vortex Coronagraph*, respectivamente), y no corresponde para el alcance de este trabajo el uso de técnicas de la óptica adaptativa para la compensación del frente de onda.

Para lograr este proceso se plantea un estudio del rendimiento como forma metodológica que permita validar las prestaciones reales experimentales con las expectativas de las simulaciones del sistema, donde se contrasten las diferencias en los comportamientos, y realimente el proceso de diseño para identificar y controlar el sistema óptico que se propone. De esta forma al tener congruencia en los comportamientos, se satisfacen los requerimientos de diseño, se alcance su validación y se logre credibilidad en la información obtenible con el instrumento que se propone.

El contraste entre el experimento y la simulación junto con los análisis de rendimiento, constituyen el estudio fenomenológico que busca dar respuesta a una pregunta de interés científico, de la misma forma que nutre los procesos de desarrollo y evaluación del sistema coronográfico. El diseño incluye esta información para el proceso de solución a los requerimientos para integrar las capacidades tecnológicas disponibles en el laboratorio junto con el estudio del comportamiento fenomenológico de los vórtices, para determinar

una configuración óptima de rendimiento que permita su mejor funcionamiento, al igual que la escogencia justificada sobre tecnología de modulación que se utilice.

Las tecnologías se evalúan con el estudio propuesto a partir de la observación de los efectos del rendimiento con la variación controlada de tres parámetros que inciden en la respuesta del sistema óptico, cuales son: el grado de discretización de la fase, el tipo de carga topológica que describe la vorticidad y el muestreo de la fase. Con cada comportamiento de estas variables se cuantifica el rendimiento alcanzado por el instrumento de forma experimental y simulada. De esta forma el análisis contrasta los cambios inducidos en la respuesta con cada variación, lo que posibilitará la inferencia del comportamiento óptimo para la determinación de la configuración de mayor capacidad de extinción. Este proceso se realiza para cada tecnología lo que determinará las configuraciones para su evaluación y comparación.

Bajo este panorama se plantea la propuesta de trabajo de grado para el diseño y desarrollo de un prototipo de coronógrafo digital adaptativo de vórtices ópticos a partir de la evaluación comparativa de tecnologías de modulación, que busca dar respuesta a la pregunta investigativa: ¿Cómo es afectada la eficiencia de extinción de luz con la discretización de la variación de la fase en diversas cargas topológicas para los sistemas de modulación a reflexión y transmisión? Con la respuesta a esta pregunta se busca identificar la configuración más óptima del instrumento prototipo junto con la posibilidad de aplicación en campos de la astronomía y el fortalecimiento investigativo en temas de vórtices ópticos.

1.3 Justificación

Este trabajo refleja la consolidación de las destrezas forjadas en el proceso formativo del programa de maestría en Física Aplicada, donde se observa el dominio específico de temas en óptica junto con el aprendizaje de aspectos de la metodología de investigación. La propuesta se desarrolla en un marco de trabajo colaborativo que busca fortalecer el desarrollo académico regional, incentivar la cooperación entre grupos y generar la competitividad investiga en temas de interés científico en óptica.

Con el desarrollo de la propuesta se busca adquirir destrezas en temas instrumentales con proyección a ciencias como la astronomía, permitiendo el desarrollo específico de aptitudes en otros campos científicos, lo que permite la formación y experiencia en campos afines a la óptica. Asimismo posibilita la continuidad del recorrido investigativo que el grupo de Óptica Aplica de EAFIT ha abordado en temas de procesamiento óptico.

El trabajo reúne los requerimientos de dominio en temas de óptica, instrumentación y elementos de diseño óptico, fortaleciendo las capacidades de conocimiento que son de interés en los ámbitos investigativos o laborales.

Dada la novedad científica de un estudio de esta naturaleza junto con la capacidad de

infraestructura y experiencia que ambos grupos tienen, el resultado de investigación que se espera tiene gran potencial en el ámbito científico en la coronografía de vórtices, al igual que posibilita una metodología de trabajo que podrá ser de utilidad para el diseño de estos sistemas que pueden ser de interés en la instrumentación en la astronomía.

1.4 Objetivos de la Propuesta

1.4.1 Objetivo Principal

Diseñar y desarrollar un prototipo de coronógrafo digital adaptativo de vórtices ópticos a partir de la evaluación comparativa de tecnologías de modulación basadas en cristal líquido y el estudio de la discretización de la fase, para la determinación de los parámetros de mejor rendimiento de la instrumentación propuesta.

1.4.2 Objetivos Específicos

1. Simular los procesos ópticos de un coronógrafo de plano focal utilizando los conceptos de la óptica de Fourier, a través de las herramientas computacionales de Python, para el estudio preliminar de las características del comportamiento y efectos de las máscaras de fase en un sistema óptico ideal.

2. Diseñar un sistema coronográfico de vórtice óptico a nivel de laboratorio a partir de los componentes y dispositivos de modulación disponibles, utilizando el diseño computacional en OpticStudio y las propiedades de muestreo espacial, para la determinación de la configuración instrumental.

3. Instrumentar un procesador coronográfico adaptativo que permita el uso de diferentes fuentes de iluminación y dos sistemas de modulación, para el procesamiento de campos ópticos y registro experimental de señales de luz.

4. Crear un banco de datos experimentales y simulados en ambos sistemas de modulación, a partir del registro de intensidades de los planos de Lyot y PSF, que permita la validación y congruencia experimento-simulación, y el análisis en un rango de valores de los efectos de la discretización en la variación de la fase y la carga topológica de los vórtices ópticos.

5. Establecer la métrica de análisis a partir del comportamiento identificado en el banco de datos para determinar el tipo de estudio que se realizará sobre las mediciones.

6. Analizar las características de extinción de luz a partir del estudio propuesto para la cuantificación de los resultados y el planteamiento comparativo entre los sistemas de modulación, que permita establecer la configuración de mejor rendimiento.

7. Integrar un sistema telescópico a partir de sistemas *relay* para el estudio del funcionamiento del procesador coronográfico propuesto como una aplicación en astronomía con los resultados de la investigación.

1.5 Metodología

La metodología de la propuesta se centra en la instauración de tres frentes de desarrollo, que buscan abordar los diferentes aspectos necesarios para lograr la materialización del coronógrafo. La estructura en frentes se plantea para generar resultados intermedios en diversos momentos del trabajo que realimentan las etapas del diseño y asimismo cada frente posee un grado de autonomía, por lo que las actividades asociadas no generan una dependencia cronológica entre sí, favoreciendo el trabajo en diferentes aspectos sin depender de un resultado preliminar.

El primer frente es el Computacional, que define el conjunto de actividades orientadas a la simulación y predicción de los procesos ópticos del coronógrafo. Este frente plantea dos actividades principales: la primera corresponde a la simulación y análisis de las distribuciones de intensidad en los planos de de Lyot y PSF, y la segunda enmarca la evaluación y diagnosis de la configuración óptica propuesta a través de la herramienta computacional OpticStudio.

Los resultados de este frente permitirán predecir y comparar las observaciones experimentales, y entender de forma *apriori* el comportamiento del sistema con la identificación de los tamaños de pupilas, *spots* y planos focales y demás características necesarias para el muestreo en los moduladores, al igual que el acceso a propiedades del campo que no son directamente accesibles desde el experimento. Este frente instaura gran parte de la columna del diseño, ya que articula los requerimientos de la implementación y posibilita el contraste entre las observaciones y el comportamiento deseado, generando un insumo de estudio a la parte experimental para refinar la respuesta y cumplir los requerimientos de diseño. La predicción simulada de los fenómenos ópticos, posibilita una dirección a los procesos experimentales y una metodología de validación.

El segundo frente se enmarca en la parte de Instrumentación, quien reúne los aspectos de la materialización y construcción del prototipo. Las actividades que derivan están encaminadas a la escogencia de la configuración óptica inicial, la integración de componentes ópticos, la operación de los dispositivos de modulación y registro, al igual que todos los procesos de alineación, control y construcción requeridos para constituir un montaje

operativo. Partiendo de las características ópticas en la literatura, se plantea la elaboración de un sistema coronográfico de plano focal que tenga la disponibilidad de operar en el mismo montaje las tecnologías de modulación LC2002 y VIS-014 PLUTO y registrar simultáneamente los planos de Lyot y de la PSF. Asimismo se define el uso de dos fuentes de luz, coherente e incoherente, para emular un cuerpo celeste central sobre el cual se analizará la capacidad de extinción en la presencia de máscaras de fase.

El resultado parcial de este frente está en la materialización de un montaje experimental operativo que integre la configuración óptica propuesta en el banco óptico con los sistemas digitales, a través del software en Matlab para posibilitar el control, proyección, registro y análisis del conjunto de datos experimentales que se realizaran. Esto posibilita el uso simultáneo de todos los componentes de modulación, las cámaras de registro y sistemas digitales procesamiento óptico, para construir un proceso automático de análisis y síntesis de los resultados experimentales que se programen. Este frente busca materializar las herramientas y requerimientos dictados en el diseño para lograr el hardware del sistema para la ejecución de experimentos. El frente se contrasta continuamente con los resultados de la parte simulada para corroborar, guiar e interpretar la información que se espera con la obtenida, de forma que se puedan realizar los ajustes pertinentes.

El tercer frente corresponde al Análisis de información donde se reúnen los resultados del comportamiento coronográfico experimental y simulado para la realización del estudio de rendimiento para ambas tecnologías de modulación. Este frente dictamina las características de los experimentos al igual que establece las métricas de estudio que se utilizarán para el análisis de la información. El frente realimenta el diseño de la configuración utilizada para sugerir cambios o analizar discrepancias en los procesos ópticos y de esta forma validar los comportamientos observados. Asimismo el Análisis establece la metodología del estudio para contrastar y reunir la información de rendimiento desde la perspectiva experimental y simulada en ambas tecnologías para dar cuenta e inferir de la configuración de mejor prestación coronográfica.

Las actividades propuestas en cada frente derivan directamente con el planteamiento de los objetivos específicos de la propuesta. De esta forma se articula la forma metodológica para el desarrollo con la ejecución y cumplimiento de los objetivos que permitan la materialización del instrumento, como eje y objetivo principal de la propuesta. Con la integración de los resultados parciales de los tres frentes de desarrollo se busca constituir un instrumento prototipo para ser probado en un sistema de telescopio, como una forma exploratoria en un entorno de laboratorio, para articular un sistema de formación de imagen astronómico, que permita probar diferentes características del procesador coronográfico y su rendimiento, ante otro tipo de entradas de iluminación y características de pupila, como una extensión aplicativa de los resultados de la investigación hacia la astronomía.

El desarrollo de la propuesta busca realizarse en dos momentos del año académico distribuidos cada uno en cada semestre. La parte de simulación y la primera fase experimental se realizarán en el primer semestre con el objetivo de obtener el resultado

parcial de la instrumentación del coronógrafo con su desempeño más eficiente. La segunda fase experimental está contemplada para el segundo semestre. Esta busca la integración de un telescopio con la unidad coronográfica desarrollada con las respectivas pruebas de operación.

El estudio busca realizarse a partir de dos frentes: simulación y experimento. En la parte de la simulación se utilizan los principios de la óptica de Fourier para predecir y evaluar los campos ópticos producidos por un coronógrafo digital, en particular en el denominado plano de Lyot que evidencia el comportamiento de la luz fuera de eje. La parte experimental se establece en dos fases, donde la primera se basa en las predicciones y comportamientos predichos con las herramientas computacionales para la instrumentación de un sistema coronográfico a nivel de laboratorio que permita la observación y evaluación del rendimiento de ambas tecnologías. La segunda fase se realiza solo tras la culminación del análisis comparativo de la configuración más eficiente para ser articulada al telescopio y generar resultados adicionales.

Para dar solución al frente experimental se utilizará la infraestructura del laboratorio del grupo de Óptica Aplicada de EAFIT, y asimismo el frente de simulación se apoyará del software especializado como OpticStudio y herramientas computaciones de distribución libre en Python que se han creado en la investigación, junto con otras rutinas de la comunidad astronómica como el HEEPS o el HCIPY[14]. El proceso de diseño se establece como la ruta metodológica que unifica los resultados parciales y la información generada en los tres frentes de desarrollo, de forma que este puede iterar sobre los resultados parciales para mejorar y validar el comportamiento que se desee en el sistema que se propone. De esta forma las actividades de los frentes son llamadas nuevamente conforme la evaluación del rendimiento.

1.6 Estado del arte

El **coronógrafo de plano focal** fue propuesto por primera vez por Bernard Lyot en 1939 como un sistema para la extinción de fuentes de luz en eje. Este diseño opera como un sistema conjugado que forma imagen de la pupila de entrada en el denominado plano de Lyot, donde en ausencia de elementos coronográficos, la imagen formada representa la misma distribución de intensidad entrante. El sistema de lentes crea una región focal intermedia, brindando la posibilidad de intervenir el plano focal del instrumento, lo que permite posicionar elementos difractivos u obstáculos en este punto para alterar la distribución de energía en la pupila conjugada[15]. La intensidad remanente que llega al plano imagen es bloqueada por un diafragma de diámetro menor o igual al tamaño de la pupila de entrada. Este principio establece las características de filtro focal y filtro de pupila de salida. El efecto conjunto de ambos define un coronógrafo de Lyot[16].

Este diseño posibilita un conjunto de técnicas para filtrar la luz a partir de qué tipo de

elementos de fase o amplitud operan en la región focal o la región pupila, permitiendo la reducción de los efectos difractivos en el plano de observación. Dependiendo de los elementos se logra una apodización o también interferencia destructiva para refinar el registro coronográfico[17][18].

En el 2005, Swartzlander propuso con su análisis computacional el uso de ***Spiral Phase Plates*** (SPP) como filtros de fase en un coronógrafo de Lyot para generar vórtices ópticos y eliminar la luz en eje de de un cuerpo incidente. En el plano de la pupila se dispone de la apertura de Lyot para truncar la luz redistribuida, permitiendo que solo la luz fuera de eje que no es afectada por el vórtice en gran proporción logre salir del coronógrafo[19]. De los resultados se identificó que el uso de la carga topológica de valor dos, posibilitaba el mejor rendimiento, al tener un balance entre el ensanchamiento de intensidad en la pupila y el confinamiento axial en la región que recibe el momento angular orbital[20].

Contemporáneamente en 2005 Mawet desarrolló el prototipo de la coronografía de surcos anulares de fase (AGPM) para la generación de **vórtices ópticos vectoriales** a través de redes difractivas sublongitud de onda en sustratos de diamante[6]. Esta técnica predomina en la actualidad para el estudio de exoplanetas, particularmente en los observatorios Keck II (NIRC2)[21] y Subaru (SCExAO)[22] en Hawaii. Asimismo en los proyectos espaciales WFIRST en el instrumento CGI incorpora este y otros filtros híbridos AFTA para la búsqueda exoplanetaria[23][24].

Para el 2006, el equipo liderado por Swartzlander realizó la primera demostración experimental de la técnica propuesta, con el uso de dos longitudes de onda distantes para representar un cuerpo central y otro secundario. Esto posibilitó reducir el efecto de la modulación del vórtice en el cuerpo secundario[25]. Para el 2010 se presentó la técnica al campo de la astronomía con la capacidad conjunta a la compensación de los errores del frente de onda para realizar formación de imagen directa a exoplanetas[26].

Hasta esa fecha, las máscaras de fase utilizadas eran SPPs o AGPM microfabricadas para la generación analógica de vórtices y directamente utilizadas en el estudio astronómico. Con la mejora tecnológica de las capacidades de modulación con cristal líquido se aumentó el uso de estos dispositivos digitales en ámbitos académicos, lo que ha generado un interés científico reciente en el uso de los moduladores espaciales de luz en el campo coronográfico. Para el 2016 Kühn propone la técnica de Coronografía Digital Adaptativa para el uso de sistemas holográficos digitales de máscaras helicoidales como filtros de fase en el coronógrafo de Lyot para la coronografía digital de vórtices ópticos[8].

En la actualidad el equipo de Kühn mantiene una investigación constante sobre las capacidades de los moduladores en la coronografía adaptativa, en el estudio del rendimiento en las tecnologías de modulación HOLOEYE PLUTO[9]. Estos desarrollos han impulsado otros grupos de investigación a abordar este interés científico, con el caso particular del grupo de Óptica Aplicada de la Universidad EAFIT en conjunto el grupo de Óptica y Fotónica de la Universidad de Antioquia, con el primer acercamiento a la investigación de la coronografía adaptativa de vórtices en el 2018[27]. Asimismo el trabajo conjunto de otros grupos en España de la Universidad de Cantabria y el Instituto de Astrofísica

de Canarias en la exploración de técnicas digitales para el incremento del rendimiento coronográfico[28].

El estudio de las capacidades como instrumento de alto contraste, ha establecido en la literatura un conjunto de métricas evaluativas que permiten establecer las propiedades operativas del sistema a partir de cuánta energía y cómo se distribuye en el espacio la intensidad. En los coronógrafos de vórtice los estudios plantean el análisis de la tasa de encapsulamiento energético (*throughput*)[29][30][31] para cada carga topológica en una región acotada al primer disco de Airy[26].

La capacidad de modulación depende directamente de la tecnología del cristal líquido[7] donde un sistema de solo fase permite una modulación linear completa, pero un sistema diseñado para amplitud solo permite una modulación de fase restringida. La disposición de este par de tecnologías posibilita plantear un estudio sobre la caracterización de la incidencia del rendimiento del grado de ganancia en la eficiencia del coronógrafo para la discusión sobre qué tecnología ofrece el mejor desempeño en sus condiciones de operación y el grado de contribución a la eficiencia del coronógrafo.

En el estado del arte se ha reportado una configuración de rendimiento con dos cargas topológicas, pero no se ha encontrado un estudio previo que haya explorado otras configuraciones posibles con las tecnologías de modulación, que permita visualizar comparativamente los efectos sobre el contraste con otros parámetros, de forma que permita corroborar esa hipótesis reportada o proponer alternativas de configuración.

Previamente en los trabajos del 2013, el grupo de la Universidad de Antioquia ha demostrado que el uso de bajo número de escalas de grises junto con modulación parcial para la representación de la fase son adecuados para la coronografía digital[32]. Sin embargo un estudio amplio sobre la incidencia en el grado de eficiencia en relación a la capacidad de modulación y a los niveles de gris, representa todavía una novedad científica en este campo, que permitirá establecer una configuración óptima en el diseño y desarrollo de coronógrafo de vórtices.

1.7 Estructura del documento

Este documento que se presenta está pensando para segmentar el trabajo en dos partes. La primera, discute las propiedades formales del coronógrafo, las características de los filtros, aspectos metodológicos y el diseño del sistema utilizando diferentes herramientas de ingeniería. En esta parte se detalla el sistema coronográfico, el algoritmo de análisis y la parte técnica de la simulación, conceptos que recorren desde el diseño hasta su materialización experimental del procesador coronográfico propuesto.

La segunda parte reúne un componente más científico que se centra en la discusión de la información experimental obtenida, junto con el análisis cuantitativo de los campos coronográficos. La discusión se subdivide entre el estudio por simulación y el estudio del

comportamiento experimental. En cada uno de estos, se presenta el análisis de los filtros partiendo desde la perspectiva del plano de Lyot y llegando hasta el plano coronográfico de la PSF. De esta forma se busca entender el comportamiento de la extinción energética desde la perspectiva de apertura como en el punto focal.

Como resultado de esta discusión de la segunda parte, se plantea la configuración más óptima desde la perspectiva de la concentración y extinción lumínica, para ser evaluada en el experimento final.

REFERENCIAS DEL CAPÍTULO 1

[1] L. Spitzer. The beginnings and future of space astronomy. *American Scientist*, 50(3):473-484, 1962 (vid. pág. 27).

[2] J. Trauger, J. Alexander, P. Brugarolas, O. Dawson, R. Gappinger, C. Henry, J. Krist, D. Mawet, V. Mireles, D. Moody, P. Park, L. Pueyo, E. Serabyn, S. Shaklan, K. Stapelfeldt, J. Trauger, W. Traub, O. Guyon, R. Belikov, J. Kasdin, D. Spergel, R. Vanderbei, G. Marcy, R. A. Brown, J. Schneider, B. Woodgate, G. Matthews, R. Egerman, P. Vallone, J. Elias, P. Voyer, Y. Conturie, R. Polidan, C. Lillie, C. Spittler, D. Lee, R. Hejal, A. Bronowick, N. Saldivar, D. OConnor, R. Patrick, P. Orzechowski, V. Camelo, T. Price y M. Ealey. *ACCESS: A Space Coronagraph Concept for Direct Imaging and Spectroscopy of Exoplanetary Systems*. 2009. URL: https://exoplanets.nasa.gov/files/exep/ACCESS_Compiled_Report_Public_090610.pdf (vid. pág. 27).

[3] O. Guyon. Coronagraphy. Lecture Notes - Astronomy/Planetary Sciences 518/418. URL: http://ircamera.as.arizona.edu/Astr_518/guyon_lecture.pdf (vid. pág. 27).

[4] M. C. Noecker, F. Zhao, R. Demers, J. Trauger, O. Guyon y N. J. Kasdin. Coronagraph instrument for wfirst-afta. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 2(1):011001, 2016 (vid. pág. 27).

[5] A. Quirrenbach. Coronographic methods for the detection of terrestrial planets. *arXiv preprint astro-ph/0502254*, 2005. URL: http://cds.cern.ch/record/822186/files/ (vid. pág. 28).

[6] Mawet, Dimitri *et al*. Annular groove phase mask coronagraph. *The Astrophysical Journal*, 633(2):1191, 2005 (vid. págs. 28, 36, 51).

[7] H. Beng. *Opto-Semiconductors Handbook*. Hamamatsu, 2014. Cap. 12: Phase spatial light modulator, págs. 1-4. URL: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/e12_handbook_lcos_slm.pdf (vid. págs. 28, 37).

[8] J. Kühn y P. Patapis. Digital adaptive coronagraphy using SLMs: promising prospects of a novel approach, including high-contrast imaging of multiple stars systems. En R. Navarro y J. H. Burge, edición, *Advances in Optical and Mechanical Technologies for Telescopes and Instrumentation II*, vol. 9912, págs. 869-880. International Society for Optics y Photonics, SPIE, 2016. DOI: 10.1117/12.2232660. URL: https://doi.org/10.1117/12.2232660 (vid. págs. 28, 36).

[9] Kühn, Jonas *et al*. Implementing focal-plane phase masks optimized for real telescope apertures with SLM-based digital adaptive coronagraphy. *Optics Express*, 25(14):16686-16700, 2017 (vid. págs. 28, 36).

[10] D. Mawet. Introduction to high contrast imaging and coronagraphy. Lecture Notes - Ay122a: Astronomical Measurements and Instrumentation. 2017. URL: http://www.astro.caltech.edu/~dmawet/teaching/2017-2018/ay122a_highcontrastimaging_.pdf (vid. pág. 28).

[11] A. Forbes, A. Dudley y M. McLaren. Creation and detection of optical modes with spatial light modulators. *Advances in Optics and Photonics*, 8(2):200-227, 2016 (vid. pág. 28).

[12] D. Rouan, P. Riaud, A. Boccaletti, Y. Clénet y A. Labeyrie. The four-quadrant phase-mask coronagraph. i. principle. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 112(777):1479, 2000 (vid. pág. 28).

[13] H. Pierre, B. Pierre, M. Dimitri y N. Schuhler. Adaptive Phase-Mask Coronagraph. En S. Esposito y L. Fini, edición, *Proceedings of the Third AO4ELT Conference*, pág. 19, 2013. DOI: 10.12839/AO4ELT3.13183 (vid. pág. 30).

[14] G. Ruane, A. Riggs, J. Mazoyer, E. Por, M. N'Diaye, E. Huby, P. Baudoz, R. Galicher, E. Douglas, J. Knight y col. Review of high-contrast imaging systems for current and future ground-and space-based telescopes i: coronagraph design methods and optical performance metrics. En *Space Telescopes and Instrumentation 2018: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, vol. 10698, 106982S. International Society for Optics y Photonics, 2018 (vid. pág. 35).

[15] B. Lyot. The study of the solar corona and prominences without eclipses (george darwin lecture, 1939). *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 99:580, 1939 (vid. pág. 35).

[16] N. A. of Engineering. *Frontiers of Engineering: Reports on Leading-Edge Engineering from the 2015 Symposium*. The National Academies Press, Washington, DC, 2016. ISBN: 978-0-309-37953-3. DOI: 10.17226/21825. URL: %5Curl%7Bhttps://doi.org/10.17226/21825%7D (vid. pág. 35).

[17] C. de Jonge, P. Baudoz, R. Galicher, R. Huisman, R. Peletier y B. Jayawardhana. Effect of multiple deformable mirrors in broadband high-contrast coronagraphs. En *Adaptive Optics Systems VI*, vol. 10703, pág. 107035D. International Society for Optics y Photonics, 2018 (vid. págs. 36, 47).

[18] P. Frolov. Cp-arc for direct imaging of extrasolar planets. Lecture Notes - Ay122a: Astronomical Measurements and Instrumentation. 2017., 2016. URL: http://www.astro.caltech.edu/~dmawet/teaching/2017-2018/ay122a_highcontrastimaging_.pdf (vid. pág. 36).

[19] G. Foo, D. M. Palacios y G. A. Swartzlander. Optical vortex coronagraph. *Optics letters*, 30(24):3308-3310, 2005 (vid. pág. 36).

[20] G. A. Swartzlander Jr. The optical vortex coronagraph. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 11(9):094022, 2009. DOI: 10.1088/1464-4258/11/9/094022 (vid. págs. 36, 52, 91).

[21] E. Serabyn, E. Huby, K. Matthews, D. Mawet, O. Absil, B. Femenia, P. Wizinowich, M. Karlsson, M. Bottom, R. Campbell y col. The wm keck observatory infrared vortex coronagraph and a first image of hip 79124 b. *The Astronomical Journal*, 153(1):43, 2017 (vid. pág. 36).

[22] N. Jovanovic, F. Martinache, O. Guyon, C. Clergeon, G. Singh, T. Kudo, V. Garrel, K. Newman, D. Doughty, J. Lozi y col. The subaru coronagraphic extreme adaptive optics system: enabling high-contrast imaging on solar-system scales. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 127(955):890, 2015 (vid. pág. 36).

[23] N. Jovanovic, O. Absil, P. Baudoz, M. Beaulieu, M. Bottom, E. Cady, B. Carlomagno, A. Carlotti, D. Doelman, K. Fogarty y col. Review of high-contrast imaging systems for current and future ground-based and space-based telescopes: part ii. common path wavefront sensing/control and coherent differential imaging. En *Adaptive Optics Systems VI*, vol. 10703, 107031U. International Society for Optics y Photonics, 2018 (vid. pág. 36).

[24] J. T. Trauger, D. C. Moody, J. E. Krist y B. L. Gordon. Hybrid lyot coronagraph for wfirst-afta: coronagraph design and performance metrics. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 2(1):011013, 2016 (vid. pág. 36).

[25] J. H. Lee, G. Foo, E. G. Johnson y G. A. Swartzlander Jr. Experimental verification of an optical vortex coronagraph. *Physical review letters*, 97(5):053901, 2006 (vid. pág. 36).

[26] G. A. Swartzlander, E. L. Ford, R. S. Abdul-Malik, L. M. Close, M. A. Peters, D. M. Palacios y D. W. Wilson. Astronomical demonstration of an optical vortex coronagraph. *Optics express*, 16(14):10200-10207, 2008 (vid. págs. 36, 37).

[27] S. Plazas-Escudero, R. R. Gómez, J. J. Cadavid-Muñoz, A. F. Izquierdo-Cartagena y É. A. Rueda-Muñoz. Implementation of a telescopic system for the study of artificially-generated binary celestial systems by using digital coronagraphy with optical vortices. 2018 (vid. pág. 36).

[28] P. J. Valle, A. Fuentes, V. F. Canales, M. A. Cagigas, I. Villo-Perez y M. P. Cagigal. Digital coronagraph algorithm. *OSA Continuum*, 1(2):625-633, 2018 (vid. pág. 37).

[29] D. Mawet. High contrast imaging lab. measure the off-axis response and inner working angles for charge. 2016. URL: http://www.astro.caltech.edu/~dmawet/teaching/2016-2017/high-contrast-imaging-lab.pdf (vid. pág. 37).

[30] D. Mawet, N. Murakami, C. Delacroix, E. Serabyn, O. Absil, N. Baba, J. Baudrand, A. Boccaletti, R. Burruss, R. Chipman y col. Taking the vector vortex coronagraph to the next level for ground-and space-based exoplanet imaging instruments: review of technology developments in the usa, japan, and europe. En *Techniques and instrumentation for detection of exoplanets V*, vol. 8151, pág. 815108. International Society for Optics y Photonics, 2011 (vid. pág. 37).

[31] G. Ruane, D. Mawet, B. Mennesson, J. B. Jewell y S. B. Shaklan. Vortex coronagraphs for the habitable exoplanet imaging mission concept: theoretical performance and telescope requirements. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 4(1):015004, 2018 (vid. págs. 37, 91).

[32] E. Rueda, D. Muñetón, J. Gómez y A. Lencina. High-quality optical vortex-beam generation by using a multilevel vortex-producing lens. *Optics letters*, 38(19):3941-3944, 2013 (vid. pág. 37).

Parte I

I Diseño y propiedades del coronógrafo

CAPÍTULO 2

EL CORONÓGRAFO DE VÓRTICES

2.1. El Coronógrafo de plano focal 46
2.2. Vorticidades y máscaras de fase 53
2.3. El diseño del sistema coronográfico 60
2.4. Integración del sistema telescópico 70

Objetivos del Capítulo

- Describir los procesos coronográficos.
- Analizar las propiedades del filtrado.
- Discutir el diseño del sistema prototipo.
- Estudiar los efectos de corrimiento focal.
- Presentar el sistema telescópico.

Conceptos Clave

- **Convolución Óptica**
- **Apertura de Lyot**
- **Máscara de fase**
- **Campo de iluminación**

El entendimiento del coronógrafo de vórtices ópticos, debe pensarse esencialmente como un sistema de **convolución** entre una señal de iluminación con una estructura singular de fase en un sistema coherente. Los sistemas estelares vistos desde la tierra pueden plantearse como una fuente puntual con coherencia espacial debido a la pequeña proyección angular que se obtiene por la larga distancia[33]. No obstante, en la coherencia espectral se tiene un amplio ancho de banda por lo que los sistemas ópticos llegan a presentar dispersión, que conlleva a otros efectos coronográficos que incrementan el ***Stellar Leakage***, la energía difractada de fuga tras el filtrado. Esta fuga, puede ser compensada en una Placa Espiral de Fase acromática con el uso de diversos materiales[34].

Para propósitos del análisis sobre las propiedades elementales del coronógrafo, se considera la luz estelar como una fuente cuasimonocromática con una longitud de onda central, como resultado de un filtrado interferométrico o de banda[35]. Bajo estas condiciones es posible describir el sistema óptico para un solo número de onda que puede interactuar coherentemente con cualquier punto del campo de ondas[36], lo que permite utilizar un modelo difractivo de campo escalar basado en el principio de Hyugens-Fresnel[37]. Lo que permite describir el sistema como se discute en las siguientes secciones.

El sistema coronográfico de vórtices ópticos es definido como una sub-técnica del coronógrafo de Lyot de fase[38], por lo que el filtrado actúa sobre el plano focal y el truncamiento sobre el plano de salida[39]. Esto, desde la perspectiva del tratamiento de señales, describe un sistema óptico que puede acceder al espacio de frecuencias en el plano focal y truncar espacialmente en el plano de salida. Este comportamiento puede obtenerse con un correlador óptico 4f.

2.1 El Coronógrafo de plano focal

Un **coronógrafo de plano focal** puede pensarse como un sistema óptico de análisis y síntesis espectral, es decir que posibilita acceder a la distribución espacial del campo incidente en los planos de pupila al igual que a las frecuencias asociadas en los planos focales. Las dos lentes que establecen la unidad de procesamiento permiten generar un par de transformación entre el espectro de Fourier y la señal incidente. Este comportamiento se establece por la relación de convolución que hay entre el sistema óptico y la señal lumínica. Para un sistema coherente se puede establecer la relación como[40]:

$$U_1(\alpha,\beta;\bar{\lambda}) = \iint_{-\infty}^{\infty} U_0(x_0,y_0;\bar{\lambda})\, k(\alpha - x_0, \beta - y_0;\bar{\lambda})\, \mathrm{d}x_0 \mathrm{d}y_0, \tag{2.1}$$

donde un campo óptico incidente $U_0(x_0,y_0;\bar{\lambda})$ de longitud de onda media $\bar{\lambda}$ en una zona del espacio (x_0,y_0), se propaga a través de un medio material homogéneo representado por una función de transmisión $k(\alpha,\beta;\bar{\lambda})$, que relaciona los puntos del espacio (x_0,y_0) a través de una transformación lineal a un espacio (α,β) donde se constituye el campo óptico resultante $U_1(\alpha,\beta\,\bar{\lambda})$. Esta relación establece la **convolución óptica** coherente cuasimonocromática.

Definiendo una función de transmisión $k(x_0,y_0)$ para de una lente de focal f como un objeto de fase parabólica y con apertura finita de radio $r_l = \sqrt{x_l^2 + y_l^2}$, que satisface una forma efectiva como función de transferencia

$$K(\alpha,\beta;\bar{\lambda}) = \mathcal{F}\{k(x_0,y_0;\bar{\lambda})\} = \mathrm{P}(x_l,y_l)\exp\left[-\mathrm{i}\frac{\bar{k}}{2f}(x_0\alpha + y_0\beta)\right], \tag{2.2}$$

donde $\bar{k}$ es el número de onda media, $K(\alpha,\beta;\bar{\lambda})$ es la pupila escalada en el espacio de las frecuencias definida por el sistema óptico de la lente. Al evaluarse sobre la función de convolución óptica en 2.1 se establece la transformación

$$U_1(\alpha,\beta) = \frac{1}{\mathrm{i}\bar{\lambda}f}\exp\left[\mathrm{i}\frac{\bar{k}}{2f}(\alpha^2+\beta^2)\right]\iint_{-\infty}^{\infty} \lfloor U_0(x_0,y_0)\rfloor \exp\left[-\mathrm{i}\frac{\bar{k}}{2f}(x_0\alpha + y_0\beta)\right]\mathrm{d}x_0\mathrm{d}y_0, \tag{2.3}$$

donde el operador $\lfloor\cdot\rfloor$ representa el truncamiento de apertura $\mathrm{P}(x_l, y_l)$ que actúa sobre el campo incidente. Para un campo monocromático se satisface $\bar{\lambda} = \lambda$. Esta convolución equivale a una transformación escalada de Fourier que se denotará con el operador $\mathcal{F}\{\cdot\}$. Esta transformación corresponde a la difracción de Fraunhofer cuando el campo incidente se encuentra a la distancia f de la lente[41], como se dispone en un **sistema 4F**.

El sistema de dos lentes actúa como un correlador óptico, donde en una primera parte la primera lente procesa la señal de entrada mediante una descomposición espectral en el plano focal a la distancia f. Sobre este plano el coronógrafo actúa principalmente al incorporar **filtros focales** y luego se sintetiza devuelta con la segunda lente a una distancia f generando un plano de pupila. En términos de formación de imagen, el sistema genera un plano conjugado de la pupila de entrada a la distancia de $2f$ en el plano de Lyot, que posee entonces los efectos del filtrado.

Este campo resultante es analizado nuevamente por una tercera lente que no hace parte del correlador y puede poseer una distancia focal diferente. Esta es denominada como lente científica, la cual evalúa los efectos de la función de respuesta impulso del sistema sobre la señal incidente, los cuales son registrados mediante un FPA (Focal Plane Array) como un sensor CCD o CMOS. Conforme a la descripción previa y de forma generalizada, en el esquema de la figura 2.1 se presenta la descripción del sistema coronográfico:

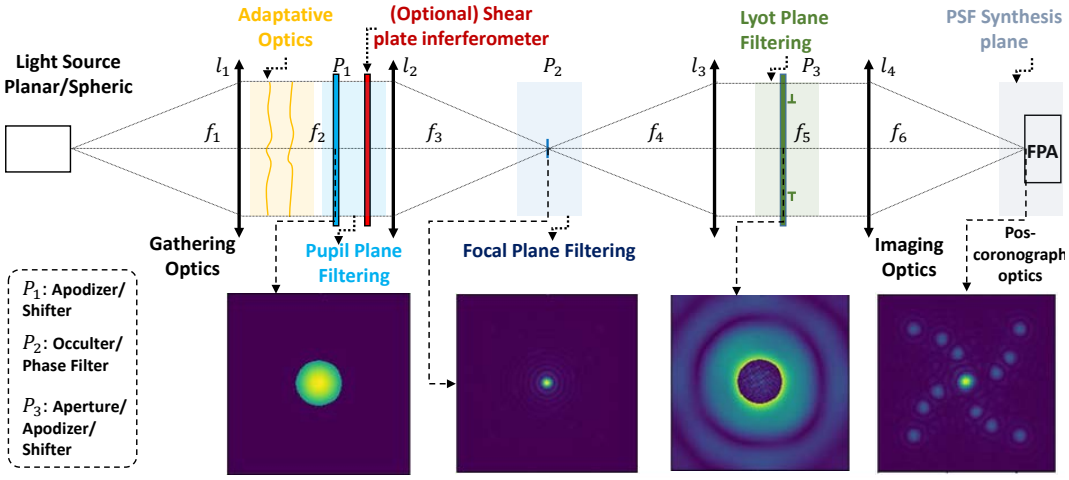


Figura 2.1: Adaptación esquemática de un coronógrafo de plano focal[17].

El sistema l_1 se encarga de la captura de luz proveniente de la fuente, y por lo general corresponde a una sistema de gran $F/\#$ que establece un plano de pupila de entrada que puede ser pre-procesado por un sistema de óptica adaptativa. La luz se transfiere al conjunto $l_2 - l_3$ que definen el correlador óptico donde se procesa la señal a través de los filtros focales. La señal pasa a un segundo plano de pupila que, en los coronógrafos de Lyot, es filtrada en intensidad por un diafragma para atenuar la luz difractada del punto focal, permitiendo pasar principalmente la luz en eje. Finalmente la lente científica l_4 proyecta la luz procesada hacia el detector o el sistema de análisis espectroscópico[42].

En términos generales este correlador de dos lentes analiza y retorna la señal, mecanismo que permite modificar las propiedades espaciales del campo incidente a lo que es equivalente a convolucionar la señal de entrada con una función de transferencia dada por el filtro de focal y las propiedades del sistema. De esta forma, la función de transferencia coherente (CTF) en el plano focal del coronógrafo puede plantearse como

$$H_c\left(\alpha,\beta\right) = \mathrm{P}\left(\alpha,\beta\right)\cdot\exp[\mathrm{i}\phi_F\left(\alpha,\beta\right)]\cdot\exp[\mathrm{i}k\cdot W\left(\alpha,\beta\right)], \tag{2.4}$$

donde $\mathrm{P}\left(\alpha,\beta\right)$ es una función de apodización y truncamiento que actúa sobre la amplitud de la señal y su comportamiento es establecido por el conjunto óptico. Esta se encarga de limitar la cantidad de frecuencias del objeto que pueden representarse a través del sistema (f_{cut}), al igual que es la función que atenúa la intensidad de forma homogénea o inhomogénea de la luz que se propaga. En un sistema de transmisión ideal, la función $\mathrm{P}\left(\alpha,\beta\right)$ generalmente toma la forma de la función circular $\mathrm{circ}\left(\alpha,\beta\right)$, el cual extingue toda la información por fuera del sistema óptico y transmite uniformemente la luz que puede recolectar.

En los coronógrafos de plano focal de amplitud se articula una función anular en $\mathrm{P}\left(\alpha,\beta\right)$ para obstruir la luz en el punto focal, mientras que en los sistemas de fase, como se observa en segundo término de (2.4), se articula la función compleja del filtro $\exp[\mathrm{i}\phi_F\left(\alpha,\beta\right)]$ constituida holográficamente de forma digital o analógica, para incorporar la fase de filtrado ϕ_F. En los sistemas de vórtice óptico, esta corresponde a una transición azimutal que genera una dislocación de fase, como se explicará posteriormente. Esta función ϕ_F actúa como mecanismo para sacar la luz fuera de eje. Cabe la mención que en los sistemas de fase que no son de plano focal, sino de plano de pupila, incorporan funciones de fase para la apodización de los planos focales que permite la disminución de los efectos difractivos.

El último término de la expresión $\exp[\mathrm{i}k\cdot W\left(\alpha,\beta\right)]$ define la función de error de frente de onda causada por los cambios de la **longitud de camino óptico** (OPL) inducidos por el sistema óptico tanto por defectos de fabricación como efectos secundarios de los componentes, lo cual repercute a la reducción de la calidad óptica. En el punto focal, esta función obliga al campo óptico a expandirse por fuera del comportamiento difractivo, reduciendo la densidad de luz en la región axial, y por lo tanto reduce la capacidad de resolución al mezclar información espacial de otras señales.

En un sistema ideal finito, el frente de onda no es alterado, permitiendo una difracción geométrica ideal. Bajo este modelo, la **función de transferencia** puede establecerse como

$$H_c\left(\alpha,\beta\right) = \mathrm{circ}\left(\alpha,\beta\right)\cdot\exp[\mathrm{i}\phi_F\left(\alpha,\beta\right)]. \tag{2.5}$$

Si se define a $U_0\left(x_0,y_0;\bar{\lambda}\right)$ como la función que ingresa al coronógrafo, es posible plantear los planos resultantes en el proceso de análisis de la señal. Esta función de entrada puede ser descrita como una señal con soporte compacto, la cual es definida por la óptica de colección. Esta se puede modelar a través de dos funciones matemáticas. En un primer caso se tiene una **pupila uniformemente iluminada** descrita por el $\mathrm{circ}(x,y)$,

el cual satisface

$$\text{circ}(x,y) = \begin{cases} 1 & | \quad \sqrt{x^2+y^2} \leq r_0 \\ 0 & | \quad \sqrt{x^2+y^2} > r_0, \end{cases} \tag{2.6}$$

donde r_0 es el radio de la pupila de entrada. La segunda función matemática corresponde a una **distribución no uniforme** de tipo gaussiano definida como

$$\text{gauss}(x,y) = \exp\left[-\left(\frac{(x-x_0)^2}{a^2} + \frac{(y-y_0)^2}{b^2}\right)\right] \tag{2.7}$$

donde a y b son los semiejes de la distribución y (x_0, y_0) es el centro de la función. Esta función permite establecer la pupila de entrada en términos de la magnitud de la desviación. Cuando los parámetros a y b son muy grandes, la función gaussiana tiende a ser más uniforme y puede a asemejarse al circ una distribución que llena la pupila, mientras que para a y b pequeños la función toma el comportamiento de un $\delta(x-x_0, y-y_0)$, modelando una fuente puntual. Si se define que $\sigma^2 = a^2 = b^2$, se obtiene

$$\text{gauss}(x,y) = \begin{cases} \lim\limits_{\sigma^2\to\infty} \exp\left[-\frac{x^2+y^2}{\sigma^2}\right] = \text{circ}(x,y) & | \quad \sigma \gg 1\text{E}+3 \\ \exp\left[-\frac{x^2+y^2}{\sigma^2}\right] & | \quad 1\text{E}+3 > \sigma < 1\text{E}-3 \\ \lim\limits_{\sigma^2\to 0} \exp\left[-\frac{x^2+y^2}{\sigma^2}\right] = \delta(x,y) & | \quad \sigma \ll 1\text{E}-3. \end{cases} \tag{2.8}$$

A partir de esta función en los respectivos casos de σ, es posible modelar las distribuciones incidentes al sistema, con lo cual se establece el campo como

$$U_0(x_0,y_0) = \text{gauss}(x,y) \cdot \exp[\text{i}\phi_0], \tag{2.9}$$

donde ϕ_0 es la fase con la que llega al sistema óptico. En el caso que se satisface que el campo proviene del infinito, $\phi_0 = 0$. En las definiciones, las coordenadas: (x_0, y_0) aluden al plano incidente, (x_1, y_1) al primer plano focal, (x_2, y_2) al plano de pupila de salida, y (x_3, y_3) al segundo plano focal. A partir de esto, al considerar un sistema de lentes libre de aberraciones y mediante el teorema de la convolución lineal, se puede establecer el efecto del filtro sobre el campo incidente a la salida del correlador como

$$U_2(x_2,y_2) = \mathcal{F}\left\{\mathcal{F}\{U_0(x_0,y_0)\} \cdot H_c\left(\alpha,\beta\right)\right\}, \tag{2.10}$$

el cual define la pupila coronográfica. Este campo es truncado por la apertura de Lyot con un diámetro igual o inferior al definido en la apertura de entrada, para atenuar la luz difractada por el filtro focal. Este plano se le denomina el plano de Lyot, el cual es analizado por la lente científica para generar el segundo plano focal que es registrado en el FPA. Este **campo coronográfico de PSF** (Point Spread Function) es definido por el proceso secuencial:

$$U_3(x_3,y_3) = \mathcal{F}\{U_2(x_2,y_2) \cdot \text{circ}(x_2,y_2)\} = \mathcal{F}\{\mathcal{F}\{\mathcal{F}\{U_0(x_0,y_0)\} \cdot H_c\} \cdot \text{circ}(x_2,y_2)\}. \tag{2.11}$$

En esta expresión se observa el efecto secuencial de cada lente en el sistema. Definiendo gauss(x,y) para σ extensos, y a partir de este procesamiento óptico se puede establecer las propiedades de los campos coronográficos en cada una de las distancias f del sistema.

- Campo incidente: $U_0(x_0,y_0) = \text{gauss}(x,y)\cdot\exp[\text{i}\phi_0]$,
- Campo focal: $U_1(x_1,y_1) \approx \dfrac{2\text{J}_1\left(k\cdot\rho\cdot\text{NA}\right)}{k\cdot\rho\cdot\text{NA}}\cdot\mathcal{F}\left\{\exp[\text{i}\phi_0]\right\}\cdot H_c\left(\alpha,\beta\right)$
- Campo de Lyot: $U_2(x_2,y_2) = \mathcal{F}\{U_1(x_1,y_1)\}\cdot\text{circ}(x_1,y_1)$
- Campo de la PSF: $\left(\dfrac{2\text{J}_1\left(k\cdot\rho\cdot\text{NA}\right)}{k\cdot\rho\cdot\text{NA}}\cdot\mathcal{F}\left\{\exp[\text{i}\phi_0]\right\}\cdot H_c\left(\alpha,\beta\right)\right) * \left(\dfrac{2\text{J}_1\left(k\cdot\rho_L\cdot\text{NA}_\text{L}\right)}{k\cdot\rho_L\cdot\text{NA}_\text{L}}\right)$

El operador $*$ denota convolución, $\text{J}_1(x)$ es la **función de Bessel** de la primera clase de orden uno. La expresión puede definirse en términos de $\text{jinc}(x) = \text{J}_1(x)/x$. Para efectos del análisis con las lentes del correlador, en asociación con la transformada de Fourier, se asume un efecto de anti-transformación cuando el operador $\mathcal{F}\{\cdot\}$ es aplicado consecutivamente $\mathcal{F}\{\mathcal{F}\{f(x,y)\}\} = f(x,y)$. Esto, sin embargo, en el análisis computacional la escala es diferente a la del experimento sin el adecuado coeficiente, debido a que la energía de la transformación no es igual entre una secuencia DFT (Discrete Fourier Transform) a IDFT (Inverse Discrete Fourier Transform) en relación a la secuencia DFT→DFT.

Dependiendo de las propiedades de la función del filtro focal $H_c\left(\alpha,\beta\right)$, las distribuciones de los planos de Lyot y de la PSF, cambiarán. En el caso de la coronografía de vórtice, el filtro está definido por un patrón azimutal de fase, que deriva de los **modos azimutales** $A(\theta)$[34][43]

$$A(\theta) = \sum_{m=1}^{\infty} C_m \exp[\text{i}m\theta], \tag{2.12}$$

donde θ es la transición azimutal con dependencia espacial en (α,β), y m es el orden azimutal. Esta función compleja incorpora **dislocaciones singulares de fase** de orden m que inducen un momento angular en el campo y por ende una rotación axial de la intensidad[44]. El resultado de esta convolución coronográfica entre el campo incidente con este tipo filtros, es evaluado en la pupila de salida que se sitúa sobre el plano de Lyot. En este se escribe una distribución de intensidad particular donde el máximo de energía es situado fuera de eje y se produce un mínimo en el punto axial.

Para una función de iluminación incidente con simetría, la manera en que se distribuye esta intensidad depende del diámetro del campo de entrada, de forma que el filtro retira la luz contenida en la región definida por este diámetro y la lleva afuera de esta distancia. Esto en referencia a la señal inicial, produce que en la región donde inicialmente contenía intensidad se traslada a los puntos donde no había energía, lo que produce una forma complementaria de la concentración de energía, como se observa en la figura 2.1.

El perfil generado es una intensidad mínima con un radio equivalente al campo inicial y a partir de este punto se presenta el máximo de energía sobre el que el resto de la

intensidad se distribuye en el resto del espacio. Analíticamente esta distribución es descrita en forma polar como

$$U_{Lyot}(\rho,\phi,m) = -\mathrm{i}\int_0^{\infty}\int_0^{2\pi} \frac{2J_1(2\pi\cdot ar)}{2\pi\cdot ar}\exp[\mathrm{i}m\theta]\cdot\exp\left[-2\mathrm{i}\rho r\cos(\theta-\phi)\right] r\mathrm{d}r\theta \quad (2.13)$$

donde r son las coordenadas del punto focal, a es el radio de la apertura de entrada, y (ρ,ϕ) son las coordenadas del plano de Lyot. La expresión puede reorganizarse en con las integrales de Bessel y dar solución con la definición de la integral de Sonine, como fue demostrado en el trabajo de Mawet[6]. La solución analítica generalizada que describe el **plano de Lyot** para estos filtros de fase, toma entonces la forma

$$U_{Lyot}(\rho,\phi,m) = -\mathrm{i}^{1-m}\frac{2\exp[\mathrm{i}m\phi]}{a} \times \begin{cases} (2\pi\rho)^m(2\pi a)^{-m-1}\dfrac{\Gamma(1+m/2)}{\Gamma(m+1)\Gamma(1-m/2)}\cdot{}_2\mathrm{F}_1\left(\dfrac{m+1}{2},\dfrac{m}{2};m+1;\dfrac{\rho^2}{a^2}\right) & | \quad 0<\rho<a \\ (2\pi\rho)^{-2}(2\pi a)\dfrac{\Gamma(1+m/2)}{\Gamma(2)\Gamma(m/2)}\cdot{}_2\mathrm{F}_1\left(\dfrac{m+1}{2},\dfrac{2-m}{2};2;\dfrac{\rho^2}{a^2}\right) & | \quad \rho>a, \end{cases} \quad (2.14)$$

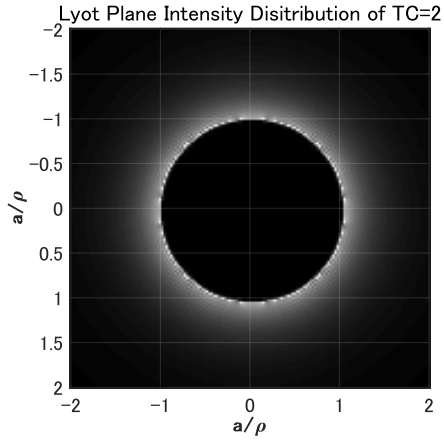
donde Γ corresponde a la función Gamma y ${}_2\mathrm{F}_1$ es la función hipergeométrica. Esta expresión predice que en los modos pares $m = 2,4,6\ldots$ para la región interna del campo se satisface que $U_{Lyot}(\rho,\phi,m) = 0 \quad | \quad \rho < a$. En el caso particular de $m = 2$, la expresión (2.14) se simplifica en:

$$U_{Lyot}(\rho,\phi,m=2) = \begin{cases} 0 & | \quad 0<\rho<a \\ \dfrac{\exp[\mathrm{i}2\phi]}{\pi\rho 2} & | \quad \rho>a \end{cases} \quad (2.15)$$

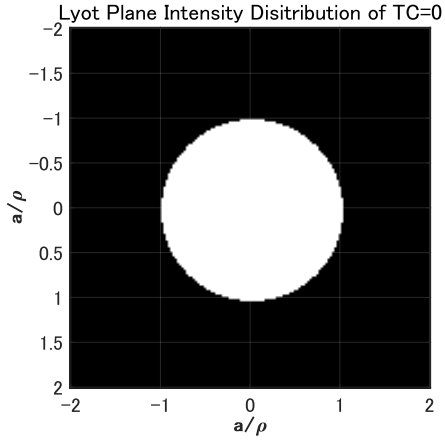
Utilizando este tipo de filtro con $m = 2$ y resolviendo numéricamente la expresión (2.13), se puede comparar el efecto del filtrado sobre la intensidad en relación a la misma señal sin filtrar, como se presenta en la figura 2.2.

Este comportamiento de la convolución ocurre únicamente cuando se presenta una alta simetría azimutal en el campo incidente, y cuando el filtro es coaxial a este. Al presentarse astigmatismos dentro del sistema, no se produce un perfil definido en el interior del radio a, lo que ocasiona que parte de la energía quede remanente. Este efecto es consecuencia de la alta direccionalidad que poseen las dislocaciones de fase, como se discutirá en la siguiente sección, y es el principio de la selectividad entre la energía a remover del cuerpo luminoso que entra en eje al sistema, en relación al cuerpo secundario astigmático que percibe un menor momento angular.

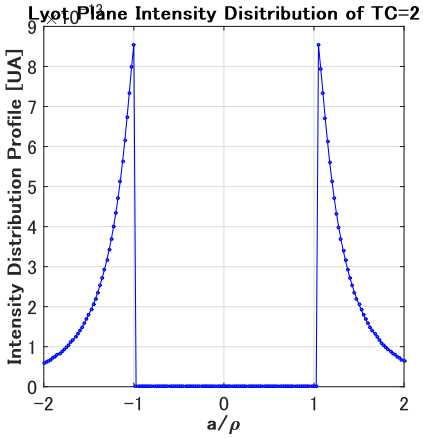
Al sacar la intensidad de la región central con el filtro, es posible obstruir radialmente esta distribución para eliminar la intensidad que esté por fuera del radio a y transmitir únicamente la región interna. A través de un iris o una filmina de transmisión circular no



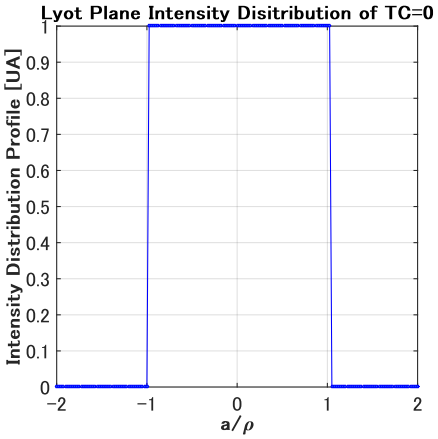
(a) Plano de Lyot con $m = 2$.



(b) Plano de Lyot con $m = 0$.



(c) Perfil del plano de Lyot con $m = 2$.



(d) Perfil del plano de Lyot con $m = 0$.

Figura 2.2: Comparación del efecto del filtrado en Lyot con una señal uniforme.

apodizada con un radio $r_{Lyot} <= a$ se define la **apertura de Lyot**, la cual es concéntrica a la distribución resultante y como consecuencia trunca la energía externa no deseada. La proporción entre el diámetro del campo incidente (r_{Aper}) en relación a la apertura de Lyot, define la **razón coronográfica** $\beta = r_{Lyot}/r_{Aper}$, que establece la cantidad de luz o el *stellar leakage* que puede transferirse al plano de la PSF[20].

En relación al tamaño del campo incidente, se tiene una repercusión en el escalamiento del tamaño del punto focal. Una pupila llena implica un patrón de difracción más pequeño por la disponibilidad de mayores armónicos espectrales generando una mayor densidad en la amplitud espectral. En el caso contrario, con una apertura de entrada menor, se generan distribuciones focales más extendidas. Este efecto puede observarse en la dependencia recíproca al $F/\#$ en el argumento de la función jinc, la cual también se observa con la diferencia angular para el disco de Airy en el patrón focal, descrita como

$$\Delta\theta = 1.22 \cdot \frac{\lambda}{2\mathrm{NA}}, \tag{2.16}$$

indicando de forma equivalente que una mayor apertura numérica corresponde a una mayor capacidad de colección de luz, lo que posibilita un incremento en la resolución transversal al tener una mayor densidad energética en el patrón focal. Esta connotación repercute en la capacidad de muestreo que tiene el campo sobre la estructura holográfica digital del filtro que es proyectada, implicando un mayor requerimiento en la proyección de fase en relación al punto focal, afectando la forma y proporción con la que el campo puede percibir el filtro. Estas propiedades se discuten en la siguiente sección.

2.2 Vorticidades y máscaras de fase

El principio de operación del coronógrafo de vórtices ópticos, radica en la capacidad de sacar selectivamente la luz en eje de un haz que se propaga en el sistema. Partiendo de la generación de un **momento angular orbital** (OAM), a través de la incorporación de dislocaciones de fase en la luz que incide, se logra controlar la energía que se atenúa. Las vorticidades son entes de alta simetría y susceptibles a la pérdida de la coaxialidad de la dislocación. Es decir que la luz que es completamente centrada al eje de la dislocación exhibe un máximo momento angular, en relación a la luz fuera de eje que observa una transición más suave de fase y por ende no se imprime el momento angular orbital a su totalidad. Esto permite la selectividad del filtrado.

El campo óptico que incorpora el OAM genera una rotación del vector de Poynting alrededor del eje de propagación, reduciendo drásticamente la densidad energética axial de forma proporcional a la fuerza del OAM, definida por la carga topológica (TC)[45]. Al sacar simétricamente la luz fuera del eje de forma azimutal, es posible utilizar la apertura de Lyot para truncar la luz fuera de eje. Por su parte, la luz lo suficientemente distante de la región axial al momento de pasar por el filtro no percibe la dislocación imprimiendo un momento angular orbital nulo o reducido[46] y de esta forma pueda transmitirse a través del diafragma. Permitiendo que solo la luz que no vea la dislocación pueda llegar hasta el plano de análisis de la PSF. Esto permite la escogencia de la luz que se desee analizar. En la figura 2.3 se presenta el funcionamiento del principio.

Para este tipo de sistemas existe un balance entre la distancia de efecto del momento angular orbital y cuánta luz de interés se ve afectada por este. Un OAM, alto puede afectar incluso la luz en las cercanías axiales aún con una distancia radial representativa. Asimismo, el efecto de la pérdida de la concentración de las dislocación sobre la región axial, genera un comportamiento no deseado sobre el coronógrafo, como se discutirá posteriormente.

Desde la **óptica singular** para la técnica digital, la información holográfica que se proyecta genera un cambio en la estructura del frente de onda al incorporar un punto singular de fase, que obliga a la circulación de la energía sobre este punto y que envuelve cíclicamente el frente de onda sobre este punto produciendo la estructura tipo helicoide

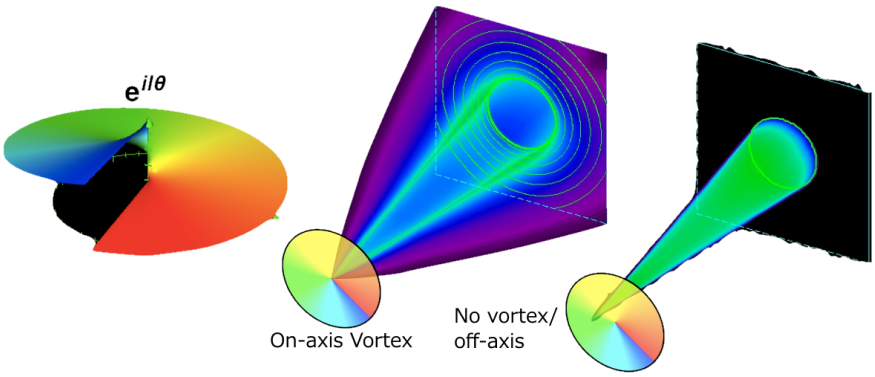


Figura 2.3: Principio de un coronógrafo de vórtices ópticos [Adaptación][47].

equivalente al arg del **operador de Riesz**[48]. La singularidad ocurre por la transición abrupta de fase pasando entre $0-2\pi$rad sobre una trayectoria cerrada dentro del gradiente de fase. La fuerza de este comportamiento se cuantiza mediante la carga topológica con la integral de polo[49]

$$l = \frac{1}{2\pi}\oint \nabla\phi \mathrm{d}s, \tag{2.17}$$

la cual establece un número entero de transiciones de fase que ocurren en el **gradiente del mapa de fase** en la vecindad del punto singular. Esta transición de fase puede construirse con la transformación polar de un arreglo cartesiano en la componente azimutal θ

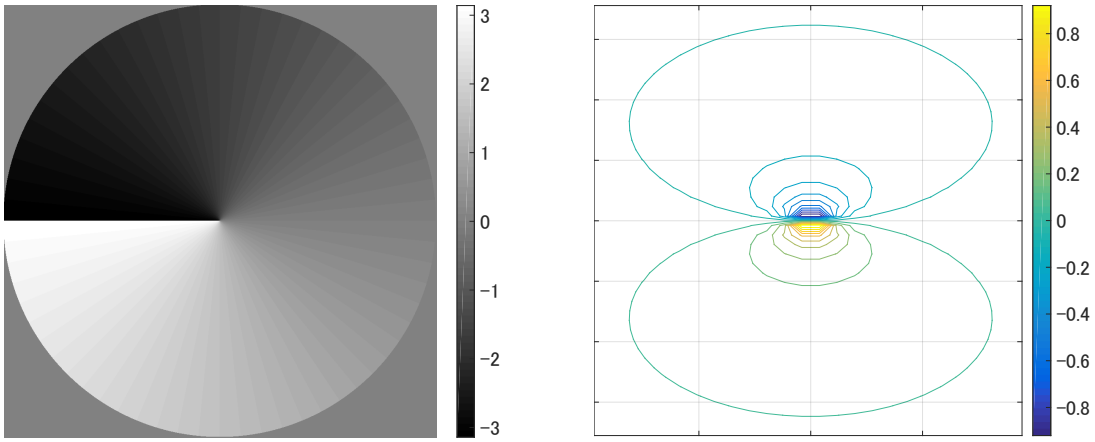
- $x = \rho\cos(\theta)$ (2.18)
- $y = \rho\sin(\theta)$ (2.19)
- $\tan(\theta) = \dfrac{y}{x}$ (2.20)

El término azimutal angular resultante, ver la figura 2.4a, genera una ambigüedad de valor de fase al evaluarse en la función cíclica $\exp(\mathrm{i}\cdot 0) = \exp(\mathrm{i}\cdot 2\pi)$. Este produce un polo en el origen que rompe el gradiente de la fase al generar un comportamiento dipolar (dirección de singularidad) en donde la derivada va a $+\infty$ en una dirección al aproximarse al polo por límite izquierdo y luego pasa a $-\infty$ por límite derecho. Este comportamiento se observa al analizar la derivada cartesiana en la posición axial $\rho = 0$

$$\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}x} = -\frac{1}{\rho}\sin(\theta). \tag{2.21}$$

El efecto del polo sobre la fase se observa en el gradiente, presentado en la figura 2.4b.

Este comportamiento de la luz permite entonces producir un momento angular de forma holográfica y generar distribuciones de energía como los vórtices ópticos. Estas estructuras se les conoce como máscaras de fase que pueden ser proyectadas de forma



(a) Transición azimutal de fase con $l = 1$.

(b) Derivada $\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}x$ sobre la singularidad.

Figura 2.4: Propiedades singulares de los vórtices ópticos.

digital y se le conoce como Placas Espirales de Fase (SPPs). La estructura de tipo tornillo produce un retardo azimutal constante que aumenta progresivamente sobre el eje de la dislocación y dependiendo de cómo se controla esta transición o profundidad de fase, se define la capacidad de representar esta estructura y por ende la calidad de la SPP.

La tecnología de cristal líquido ha permitido la ingeniería sobre los **Elementos Ópticos Difractivos** (DOE) para construir sistemas difractivos dinámicos que permiten alterar las características fasoriales del campo óptico. Esta tecnología digital se denomina como la **modulación espacial de luz** (SLM), que permite de forma discreta representar las variaciones de fase a través del cambio local de la birrefringencia con la orientación de las moléculas del cristal líquido[50].

La cantidad de transiciones posibles que los cristales pueden representar dependerá de la densidad de moléculas que puedan orientarse de forma independiente. Los sistemas de modulación disponibles en el laboratorio posibilitan hasta 256 diferentes valores de fase equivalentes a una profundidad de 8-bits para representar una función continua de fase.

Desde esta perspectiva, es posible la técnica Coronográfica Digital Adaptativa (DAC) de Vórtices para construir diferentes representaciones de las máscaras de fase, al controlar la cantidad de dislocaciones que se imprimen junto con la capacidad de representación digital de transiciones de fase, para exhibir diversas propiedades de cómo el momento angular puede ser transferido a la luz[51].

Este tipo de máscaras de fase definen el tipo de filtro focal que se utiliza en el coronógrafo, y según el desempeño holográfico digital, se repercute en la capacidad de sacar la luz fuera de eje para el sistema coronográfico. Si se plantea la transición azimutal de fase envuelta como una función continua de la forma

$$\phi = \text{mód}\left[l \cdot (\theta + \phi_0)\right]_{2\pi} \quad | \quad \theta = \arctan(y/x), \tag{2.22}$$

donde mód$\{\cdot\}$ es la función módulo, l representa la carga topológica y ϕ_0 es un retardo inicial. Este término se discretiza según el número de transiciones N disponibles, como

$$\phi_{SLM} = \frac{2\pi}{N}\left\lfloor \frac{\phi}{2\pi \cdot N} \right\rfloor. \tag{2.23}$$

Esta estructura de fase actúa como filtro de fase al sustituirla en la función de transferencia vista en la ecuación (2.5),obteniendo

$$H_c\left(\alpha,\beta\right) = \mathrm{P}_{SLM}\left(\alpha,\beta\right) \cdot \exp[\mathrm{i}\left(\phi_{SLM}\left(\alpha,\beta\right) - \phi_0\right)]. \tag{2.24}$$

Para el coronógrafo de vórtices ópticos, el modulador de luz es dispuesto sobre el plano focal para proyectar la estructura holográfica. Dependiendo de la tecnología de modulación como el *Twisted Nematic* (TN), la capacidad de modulación de fase es parcial induciendo otros efectos en la representación de la máscara. En el caso del *Parallel Aligned Nematic Liquid Crystal on Silicon* (PAN-LCOS) el rendimiento de modulación es mayor y la fase diseñada se representa sin variaciones para el campo.

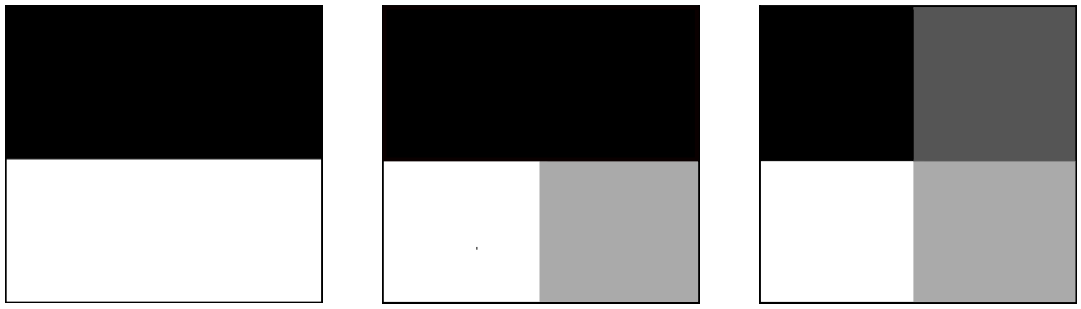
La función P_{SLM} se define acorde el tamaño del modulador de luz que proyecta la fase, junto con el factor de atenuación de luz respectivo. En el comportamiento espectral, esta función actúa como filtro paso bajo, al truncar los órdenes superiores del patrón focal que incide sobre el modulador, y por lo general se representa como una función $\mathrm{P}_{SLM}\left(\alpha,\beta\right) = A \cdot \mathrm{rect}(\alpha/l_0) \cdot \mathrm{rect}(\beta/w_0)$ rectangular de dimensiones $l_0 \times w_0$ con una atenuación A.

Dependiendo de las propiedades de la modulación, el parámetro l de carga y la cantidad N de transiciones, el comportamiento coronográfico varía al evaluar las relaciones de convolución vistas en 2.11.

Un aspecto representativo de este sistema digital holográfico radica en la capacidad del campo de percibir la fase proyectada. Cada punto de la distribución focal recibe un cambio de camino óptico, acorde el tamaño y densidad de la unidad digital mínima del modulador, siendo este el píxel. Por la definición de la dislocación de fase, es mínimo cuatro píxeles para generar una trayectoria cerrada de fase, por lo que es posible generar la singularidad con cuatro píxeles contiguos cuyo gradiente de fase genere una polaridad y por ende una transición de fase superior a π.

La máscara de modulación efectiva que se proyecta es del mismo tamaño del campo que incide, por lo que la cantidad de luz que puede percibir la fase determina el tamaño mínimo de píxel requerido para incorporar la estructura holográfica al frente de onda y percibir correctamente la fase dentro del campo. Siendo un sistema finito, no es posible una representación infinitesimal de transiciones o de resolución transversa de la fase sobre el campo, limitando la cantidad de variaciones que puede percibir la distribución focal. Para los vórtices ópticos, la dislocación se genera en la trayectoria cerrada, en mínimo cuatro píxeles, para una carga topológica $l = 1$ permitiendo, las posibles configuraciones que se presenta en la figura 2.5.

Para incorporar la dislocación a la luz incidente desde la perspectiva digital, el campo debe ser al menos del doble del tamaño de la máscara proyectada, para que la dislocación



(a) 4 píxeles y 2 transiciones. (b) 4 píxeles y 3 transiciones. (c) 4 píxeles y 4 transiciones.

Figura 2.5: Máscaras de fase para la representación de una carga topológica.

quede contenida, acorde la relación de **muestreo espacial** de Nyquist-Shannon. En este caso, la señal que se muestrea corresponde a la máscara proyectada, cuyo periodo fundamental es un píxel, mientras que el tamaño de *spot* del haz focal corresponde al periodo de muestreo sobre la máscara. Si se define el *Full-Width Half-Maximum* (**FWHM**) para describir el ancho del *spot*, se establece entonces

- $\mathrm{FWHM}_x \approx 2\,\mathrm{pix}_x$ (2.25)
- $\mathrm{FWHM}_y \approx 2\,\mathrm{pix}_y$. (2.26)

Sí la máscara requiere $2\times$ pix horizontales y verticales para componer la trayectoria cerrada por carga topológica. Esto implica que el haz debe ser $4\times$ pix por dimensión en proporción al periodo de la señal holográfica. Esta relación implica que el píxel puede ser menor al menos de la mitad del *spot*.

Conforme a una tecnología y dispositivo de modulación, para el caso nuestro del PLUTO I VIS-006, el *Pixel Pitch* (PP) o periodo digital es de $8\,\mu$m. La mínima máscara representable será entonces de $8\times 8\,\mu\mathrm{m}^2$ y por ende el diámetro del haz mínimo deberá ser de aproximadamente $16\,\mu$m, para el caso de una carga topológica. Conforme se aumente el valor l, la densidad de dislocaciones aumentará y en proporción, el tamaño de haz debe aumentar para su correcta incorporación en el frente de onda. Cabe mencionar que las dislocaciones se encuentran alrededor del centro de la máscara pero no comparten un mismo punto geométrico, es decir que múltiples cargas no comparten un único eje de dislocación, por lo que simultáneamente no puede coincidir con el eje de propagación del haz.

Para una representación adecuada sobre el *spot* focal con una misma longitud de onda, el tamaño del haz puede aumentar a partir de la variación de dos aspectos: la **apertura numérica** y el **corrimiento focal**.

En el primer caso, la relación reciproca entre el espacio directo y el espacio recíproco establece un escalamiento de las dimensiones. En este una menor apertura numérica implica menos concentración de luz, y por ende un tamaño mayor del *spot* (menor resolución transversal), como se puede observar en la solución de campo lejano de la

apertura circular y su relación con el NA.

En el segundo caso, el efecto de desenfoque o corrimiento focal genera un ensanchamiento de la distribución de luz al evaluar la difracción del campo a una distancia axial diferente al punto focal, generando una fase cuadrática remanente que evita la concentración energética para ese plano y por ende el crecimiento del FWHM en el patrón focal. Si se posiciona la máscara fuera del punto focal haciendo incidir luz menos concentrada. Esto conlleva a una mejor percepción de la máscara holográfica. Dependiendo de la tecnología reflectiva o de transmisión del modulador, se generan diferentes repercusiones en el sistema por el corrimiento.

Desde una perspectiva netamente geométrica y en proporción a la apertura numérica del sistema de enfoque, se plantea una relación matemática para generar un estimativo ideal para el corrimiento focal Δf requerido para alcanzar un tamaño de *spot* r geométrico. Considerando la proporcionalidad entre los lados de un triangulo rectángulo y su relación con la apertura numérica geométrica, como se presenta en el desarrollo propuesto en la figura 2.6, se deduce la fórmula

$$\Delta f = r \cdot \frac{\sqrt{1-\mathrm{NA}^2}}{\mathrm{NA}}. \tag{2.27}$$

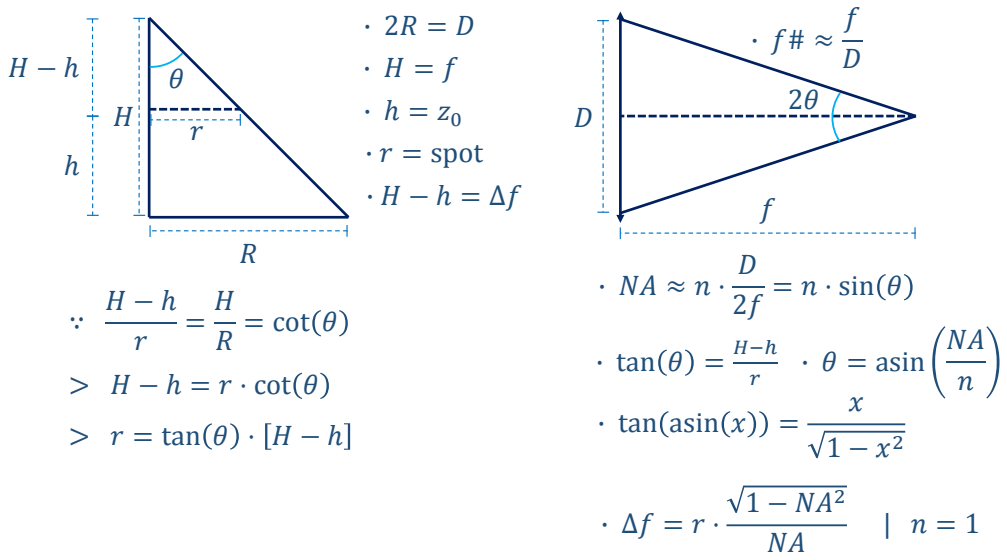


Figura 2.6: Criterio geométrico para el muestreo de punto focal.

En conjunto con el requerimiento de muestreo espacial en función del *Pixel Pitch* descrito en (2.26) y (2.27), se puede establecer un estimativo geométrico del corrimiento focal requerido para generar el muestreo sobre la máscara sustituyendo $2r = \mathrm{FWHM} \therefore r \approx PP$ en (2.27), obteniendo

$$\Delta f \approx PP \cdot \frac{\sqrt{1-\mathrm{NA}^2}}{\mathrm{NA}}. \tag{2.28}$$

Esta expresión describe el corrimiento mínimo para abarcar un único píxel, pero retomando que se requiere un mínimo de cuatro píxeles para definir una trayectoria cerrada en el gradiente de fase para describir una sola singularidad, puede adicionarse una dependencia en la carga topológica para establecer un corrimiento según la densidad de cargas que se proyecte en la máscara, estableciendo

$$\Delta f \approx 2l \cdot PP \cdot \frac{\sqrt{1-\mathrm{NA}^2}}{\mathrm{NA}}. \tag{2.29}$$

De esta forma se puede establecer que para un sistema al límite de difracción se requiere un corrimiento focal que se puede establecer con la expresión propuesta

$$\Delta f \approx \begin{cases} 0 & | \quad 1.22\lambda \cdot F/\# > 2l \cdot PP \\ 2l \cdot PP \cdot \dfrac{\sqrt{1-\mathrm{NA}^2}}{\mathrm{NA}} & | \quad 1.22\lambda \cdot F/\# < 2l \cdot PP. \end{cases} \tag{2.30}$$

Lo anterior indica que solo cuando el punto focal sea menor que el *pixel pitch* es necesario generar el corrimiento focal. Cabe aclarar que el comportamiento real para una fuente láser que establece una densidad máxima de energía al focalizarse produce un ancho mínimo w_0 con un *spot* que satisface ($\mathrm{NA} = \lambda/w_0$). El modelo geométrico sigue el cono asintótico en lugar de la superficie de irradiancia en la óptica de haces gaussianos[52], donde este último define ancho finito en lugar de un punto. No obstante si se satisface el criterio geométrico ya es condición suficiente para el muestreo, y asimismo en ausencia de una óptica al límite de difracción, la densidad energética disminuiría incrementando el ensanchamiento del *spot* en la región focal. Por ende, los corrimientos focales experimentales necesarios para el muestreo de la máscara son considerablemente más pequeños que lo que realmente necesitarían. Para definir en términos del error del frente de onda, se puede definir el punto focal en términos de la razón de Strehl para escalar el corrimiento focal en proporción a las aberraciones que pueda describirse en el sistema[53].

El factor que se considera de mayor incidencia en el muestreo corresponde al tamaño de pupila utilizado y la resolución transversal del modulador, de forma que puede ser compensado al generar pequeños corrimientos focales. Sin embargo, esta situación genera a su vez una dependencia de la calidad óptica sobre el coronógrafo en relación a la dependencia del tamaño de pupila sobre el escalamiento de las aberraciones.

Si solo existen desenfoques, la aberración es simétrica lo que mantiene la capacidad de truncamiento azimutal de Lyot. Su incidencia en la calidad óptica se puede controlar estableciendo un rango crítico de desplazamiento focal. En presencia de otras aberraciones que inducen asimetrías, el punto focal de filtrado adquiriría un comportamiento parcial de la singularidad al igual que afectaría la cantidad e información de fase que se incorpore al campo. Por consiguiente, esto reduce la cantidad de energía radial que sale fuera de eje manteniendo luz que no podrá ser filtrada por la apertura de Lyot, al igual que el truncamiento deja de ser simétrico.

El aumento de la pupila repercutirá considerablemente al coronógrafo tanto por la presencia de aberraciones como la disminución del punto focal, aumentando el requerimiento de muestreo digital sobre el modulador. En el caso de las aberraciones, este efecto podría mitigarse con la compensación del frente de onda en el campo de pupila. Una compensación de plano focal no permitiría generar un muestreo representativo al frente de onda para corregir el campo por lo que no es posible simultáneamente proyectar la máscara de compensación y la dislocación de fase, de forma representativa para el campo. Dado a que para este trabajo ambos moduladores se encuentran en planos focales, una compensación de pupila estaría fuera del alcance. Sin embargo se propone el uso de estos dos sistemas, el PLUTO para compensación de pupila y el LC2002 para el filtrado focal como un estudio posterior para mejorar el rendimiento coronógrafico en pupilas de entrada mayores.

Los efectivos atribuidos a otro tipo de aperturas, como los sistemas tipo araña en los telescopios, producen diferentes patrones focales que inciden diferentemente en la capacidad de truncamiento. Para el análisis experimental se busca encontrar el filtro de mejor efecto en aperturas circulares. En el análisis del sistema telescópico, se evaluaran los efectos para una apertura con obscurecimiento anular.

2.3 El diseño del sistema coronográfico

El sistema coronográfico propuesto se plantea como un sistema experimental que permita utilizar diferentes tipos de coherencia a partir de una fuente coherente y otra incoherente. Esto se propone para evaluar en una misma configuración óptica los modelos de luz y propagación, debido a la dependencia del tipo de coherencia en la forma de la función de transferencia del sistema y la convolución. Este requerimiento se propone para discutir la repercusión del tipo de coherencia en el funcionamiento coronográfico, puesto que la luz celeste puede tratarse de diferentes perspectivas como coherente o incoherente

Adicionalmente el sistema se piensa en relación a la capacidad de evaluación de dos tecnologías de modulación a transmisión con el LC2002-TN y a reflexión con el PLUTO I VIS-006. Para producir un experimento comparable, para lo que se planta es un mismo tipo de apertura, un mismo camino de iluminación y un mismo sistema de registro de la información. Esto con la intención de posibilitar las mismas condiciones de evaluación y mantener una misma referencia de funcionamiento en términos de las variaciones experimentales en el caso de tener diferentes montajes para cada tecnología.

Asimismo la posibilidad de tener un funcionamiento simultáneo entre ambas tecnologías, permite una ventaja importante para el desarrollo de la investigación, al poder utilizar y conmutar la tecnología de forma inmediata, posibilitando la replicabilidad y generación de información bajo un mismo formato, junto la compatibilidad en el diseño de la

experimentación que se realiza. Esto permite que el manejo y operación de la información se ejecute bajo un mismo formato experimental para dar relevancia a la fenomenología que a las variaciones e incertidumbres con esquemas experimentales individuales.

El otro aspecto en la consideración del diseño parte de la capacidad del registro de información. En un coronógrafo convencional, la única etapa de registro parte del análisis del plano coronográfico con la PSF. Sin embargo, para este trabajo se ha contemplado de analizar el plano de pupila de Lyot, para generar información y análisis desde las distribuciones de pupila para cuantificar los efectos de la discretización y de cargas topológicas en la energía difractada desde la perspectiva de Lyot. De esta forma es posible hacer un análisis tanto del plano de la PSF como el plano de la pupila de salida. Como requerimiento se planteó la posibilidad de análisis de ambos registros de intensidad sin la intervención o modificación del funcionamiento coronográfico convencional.

Bajo el planteamiento preliminar de las características que se querían con el montaje, comenzó el proceso de materialización conforme la disposición del laboratorio.

El diseño de este prototipo de coronógrafo de vórtice óptico digital se plantea en primera instancia en las distancias focales y el tipo de apertura. Para el primer aspecto, este sistema funciona como un correlador óptico 4F requiriendo una longitud de 4 veces la focal f establecida con una magnificación unitaria ($f_1 = f_2$). Asumiendo que la entrada de luz proviene del infinito, no hay dependencia en la dioptría del sistema para focalizar la luz, permitiendo hasta rango de focales largas. Sin embargo para establecer el sistema en una mesa óptica, la focal se establece por la longitud nominal y el tamaño de los componentes ópticos intermedios.

El tipo de apertura a disposición permite pupilas circulares entre 1” hasta 2”. Entre mayor diámetro, mayor cantidad de luz es colectada, pero otros efectos se presentan para el sistema. Unos de los aspectos son las aberraciones y la tolerancia de alineación. Un sistema con una pupila grande hace más evidente los errores del frente de onda que el campo incidente de luz posee, lo que implica que el comportamiento paraxial deja de ser válido y comienzan a presentarse círculos de confusión por la cáustica (aberración geométrica) en el punto focal.

Asimismo el eje óptico es más complejo de controlar para todos los componentes, por la curvatura de la lente. Sistemas de 2” con focales cortas implican curvaturas muy pronunciadas, por lo cual desalineaciones al eje central del componente se traducen en astigmatismos pronunciados, incrementando la precisión de alineación. Si el sistema debe recorrer una distancia $4f$ más la distancia de la lente de síntesis de PSF, las desalineaciones repercuten de forma significativa al rendimiento coronográfico. Estos defectos pueden ser compensados a través de la óptica adaptativa en la pupila de entrada.

A partir de la discusión previa y en relación a la disponibilidad del laboratorio, las focales definidas están entre $[200 - 300]$ mm descartando a $f = 100$ mm porque no todos los componentes intermedios pueden ser ubicados, y a $f = 400$ mm por una longitud nominal de 1600 mm, sin considerar el sistema de iluminación. La apertura se establece

para lentes de 1” debido a que el campo que se desea analizar está ente $[5-2]$mm, por lo que una alta capacidad de colección de luz no es necesaria para este primer análisis con una fuente láser.

El segundo aspecto se plantea con la disposición de los sistemas de modulación y los caminos de luz. Debido a la necesidad de tener dos sistemas coronográficos, la luz incidente debería ser bifurcada para cada sistema, asimismo que luz resultante debería ser tratada de forma individual, por la incompatibilidad entre reflexión y transmisión que obligaría a generar dos caminos individuales para constituir dos correladores ópticos de entrada común pero de síntesis independiente.

Para el sistema de modulación a reflexión, el uso del cubo divisor era necesario para controlar la dirección incidente y reflejada para evitar un sistema fuera de eje, a expensas de mayor pérdida de luz. Este requerimiento permitiría la re-incorporación del haz reflejado al sistema de análisis. En el caso del sistema de transmisión la luz bifurcada era transmitida, manteniendo un mismo eje del sistema sin la necesidad de re-orientar el haz.

Uno de los aspectos que se adecúa en el diseño es el control de los estados de polarización que se requieren en cada modulador. Si la iluminación es común, la polarización deber ser propia, dada la incompatibilidad del estado horizontal que requiere el PLUTO, respecto al estado vertical requerido por LC2002. En primer lugar se propone el uso de un sistema cascada de rotación de polarización en cada punto del bifurcamiento de luz, lo que permitiría orientar el primer estado horizontal para el PLUTO y la luz transmitida por el cubo pudiese ser rotada en el estado vertical para el LC2002. De esta forma sería posible operar los dos sistemas. Sin embargo la ausencia de disponibilidad de componentes obligaría a optimizar la conmutación de polarización.

La luz resultante de cada modulador no sería colineal y serían analizados individualmente. Asimismo para el primer diseño se estructuró el sistema de registro de forma individual de los planos coronográficos y los planos de Lyot para cada tipo de tecnología, definiendo cuatro planos de observación. La primera iteración propuesta se presenta en el esquema de la figura 2.7.

Este sistema se reconfigura con la idea de reducir el número de detectores y compactar los caminos ópticos. Para esto se propone desviar el camino a transmisión para reincorporarlo al eje de análisis del sistema a reflexión. A partir de un par de espejos de pliegue a la salida del modulador a transmisión se hace incidir la luz sobre el segundo cubo. Adicionalmente para conmutar los estados de polarización para cada sistema se define posicionar un rotador y polarizador únicamente en la entrada común del correlador, los cuales se podrán ajustar para cada modulador. A partir de estos ajustes se construye el segundo diseño del sistema coronográfico, cuyo esquema en el software **OpticStudio** se presenta en la figura 2.8.

Esta configuración posibilita registrar el plano de respuesta de la PSF y el plano de Lyot de ambos moduladores utilizando dos detectores. Esta disposición se establece como el procesador coronográfico que se utilizará para la experimentación de la investigación.

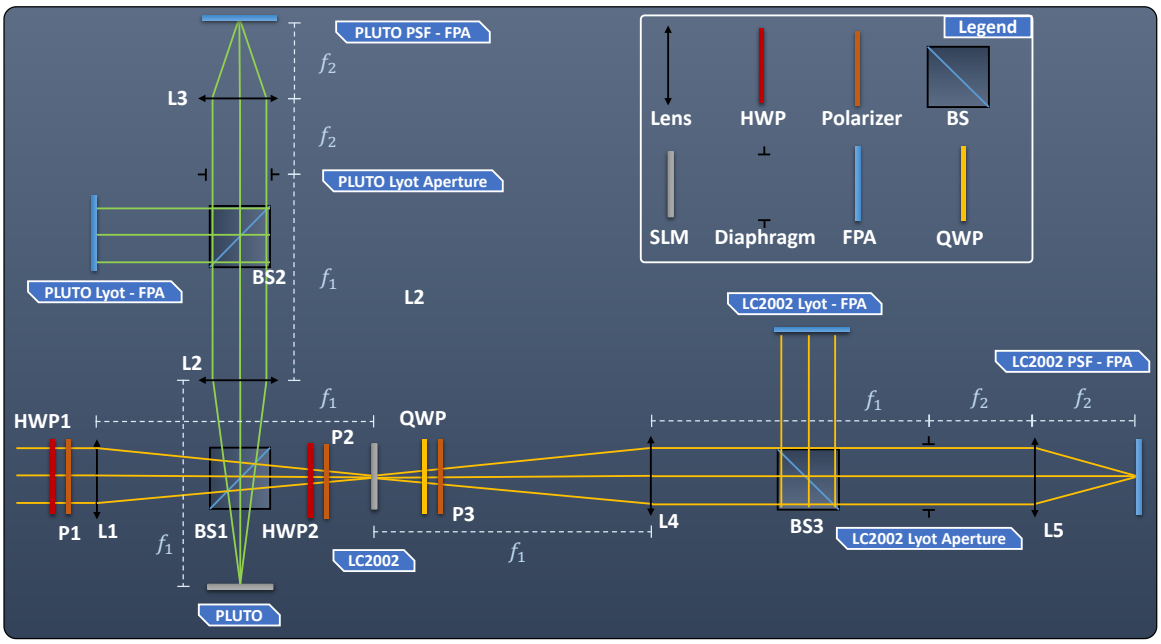


Figura 2.7: Esquemático del primer diseño prototipo de coronógrafo.

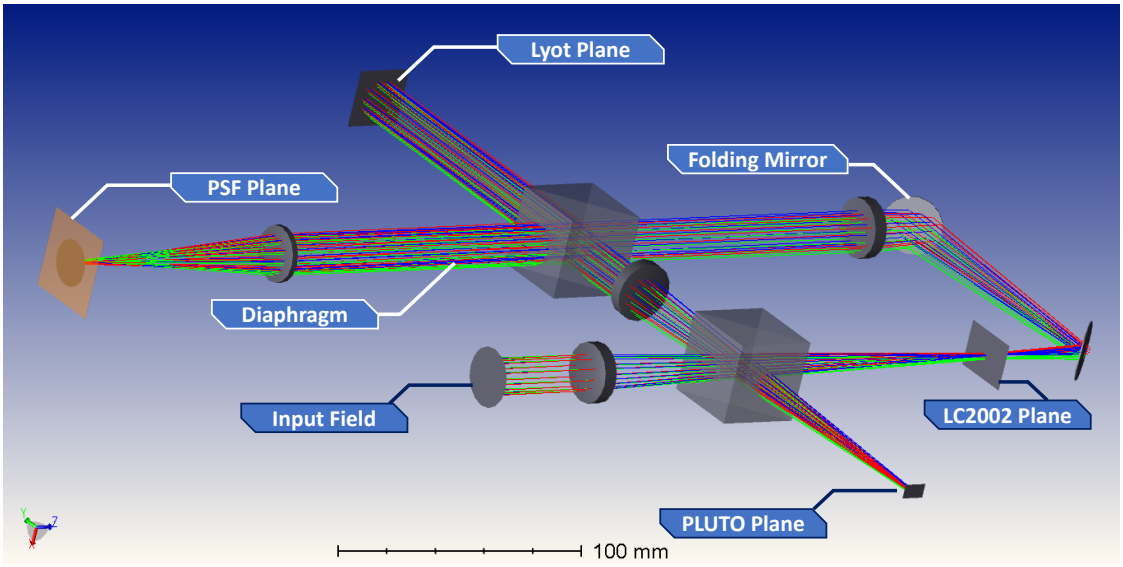


Figura 2.8: Vista esquemática 3D en OpticStudio del segundo diseño prototipo.

Como se ha discutido previamente, el tamaño focal es un parámetro crítico en el diseño del sistema coronográfico holográfico debido a que condiciona la forma y cantidad del mapa de fase que puede incorporarse en el campo. Al límite de difracción este tamaño dependerá de la apertura numérica y de la distancia al plano focal. Definiendo las condiciones instrumentales y teniendo una apertura numérica definida, un análisis en Zemax OpticStudio, posibilitará entender a qué distancia del plano focal debería posicionarse el modulador y su repercusión en la calidad óptica. El análisis de la

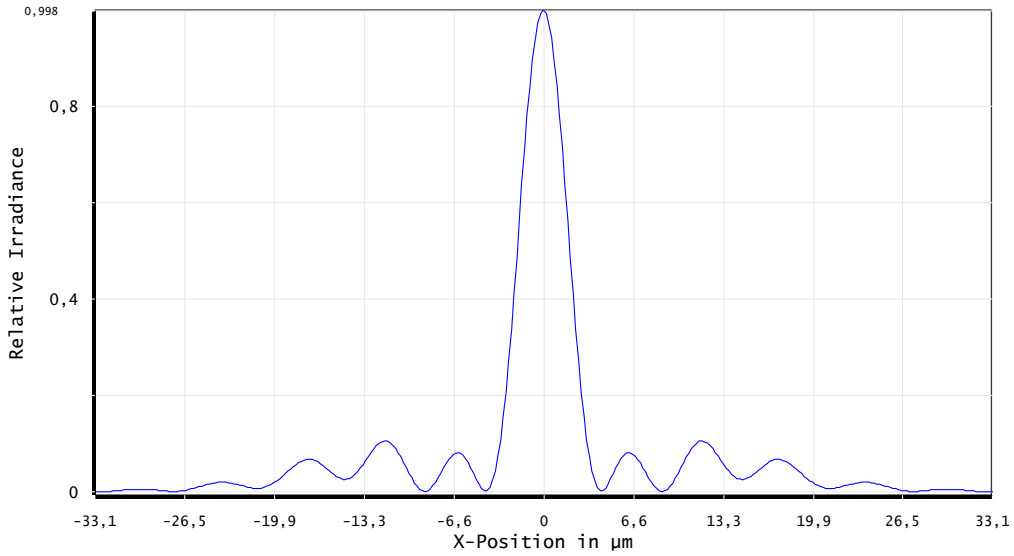


Figura 2.9: Distribución de punto focal del sistema mediante FFTPSF en OpticStudio.

distribución focal en el plano de la PSF, permite observar la respuesta del sistema como se presenta en las gráficas de 2.9 y 2.10.

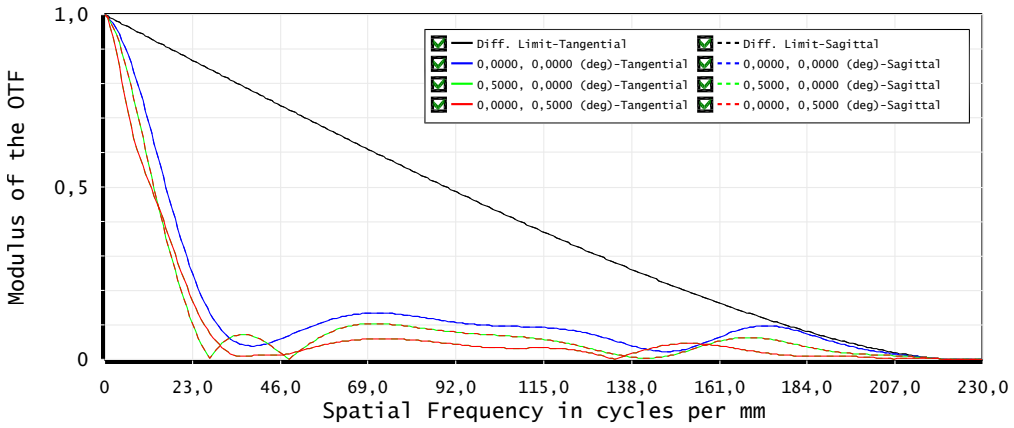


Figura 2.10: Calidad óptica con la MTF para los diferentes campos angulares.

Acorde la figura 2.9, el *spot* focal tiene aproximadamente el tamaño de 12 μm, el cual es levemente superior a $\text{PP}_{PLUTO} = 8\,\mu$m al *pixel pitch* del PLUTO, pero inferior al $\text{PP}_{LC2002} = 33\,\mu$m del LC2002, implicando, que es necesario un corrimiento focal de $\Delta f \approx 330\,\mu$m para este último acorde la expresión en (2.28) para un muestreo adecuado. La calidad óptica descrita en la figura 2.10 indica que se pueden resolver hasta 28 cyc/mm con una modulación del 10 %, donde la mejor respuesta del sistema está en el campo axial. En los otros campos se reduce a ≈ 24 cyc/mm. Dado a que en el plano objeto no se describen estructuras finas para resolver, esta respuesta de MTF es adecuada.

Con la definición del procesador coronográfico, se discute el sistema de iluminación propuesto. Estos se definen para tener un camino común de luz para dos fuentes, una en

eje y otra a reflexión utilizando un cubo divisor de haz 50/50. El sistema láser se define como la fuente en eje y se le incorpora un expansor de haz (BE) de ×20 aumentos. El eje a reflexión utiliza un diseño propuesto para construir un colimador de luz, como se describe en la figura 2.11.

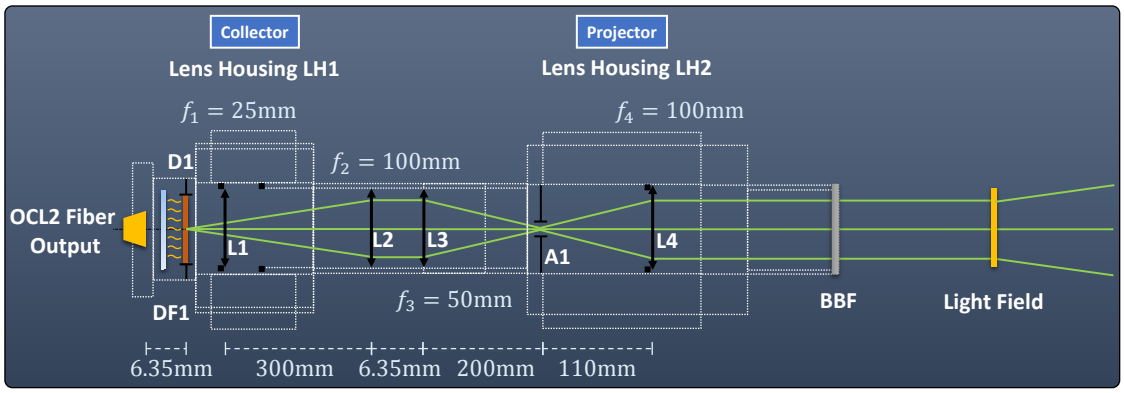


Figura 2.11: Esquemático de funcionamiento del iluminador incoherente propuesto.

El campo de luz creado por la luz esparcida por la lámina difusora $DF1$, tras la salida de fibra, es controlado por un diafragma de campo $D1$. La distribución lumínica generada es colectada por una lente $L1$ de alta dioptría de 1" y $f_1 = 25\,\text{mm}$ planoconvexa posicionada a una distancia aproximadamente f_1 en conjunto con una lente biconvexa de $f_2 = 100\,\text{mm}$ móvil puesta en un *lens housing*.

El campo generado a la salida de $L2$ es de menor divergencia y es focalizado con una lente $L3$. La aberración geométrica de la lente y la extensión de la fuente generan cáustica, la cual es truncada radialmente por una apertura de parada fija de $Ø = 5\,\text{mm}$. El campo focal tendrá un circulo de confusión menor que es proyectado por una lente $L4$ móvil de $f_4 = 100\,\text{mm}$ dentro de un segundo *lens housing*. El campo resultante será aproximadamente colimado hasta una distancia $2f_4$.

El control de divergencia se ajusta según la posición de $L2$ y $L4$ dentro de los ***lens housing***. A la salida del campo se adapta un **filtro interferométrico** de amplio espectro *BBF* (*Broadband Filter*) para definir una longitud de onda central $\bar{\lambda}$ en la iluminación, para una adecuada modulación de fase. Esta configuración se establece para colectar la mayor cantidad de luz una fuente extendida para una apertura de 1", de forma que la luz que entrega esté colimada en una región del espacio con una distribución uniforme.

El diseño se adapta para una fuente halógena conducida por una guía de fibra óptica. La luz emitida por la guía es recibida por un difusor de papel que destruye la estructura espacial de la fibra para generar mayor uniformidad en el campo de iluminación. Sobre este plano se posiciona un diafragma de iris que actúa como apertura de parada, que controla el tamaño angular de los rayos emitidos que entran al sistema de colección.

El sistema de colección y proyección se diseña para una configuración de *lens housing* y tubos ópticos con distancias fijas, cuyo principio de operación está inspirado en el concepto de colimación e iluminación crítica. La idea es evitar la proyección directa de la

fuente para proyectar un plano uniforme de iluminación que se genera a una distancia posterior a la salida de la fibra.

Las dificultades mayores de estos sistema de colimación de luz blanca se encuentra en los tres aspectos siguientes: la pérdida de un punto geométrico en un cuerpo extendido; donde los rayos proyectados no se originan conjuntamente de un solo punto, la cáustica (aberración esférica geométrica) que induce las lentes esféricas que conlleva a los círculos de confusión en los planos focales y la aberración cromática que genera corrimientos focales por el ancho de banda espectral.

El diseño se centra en la capacidad de compensar estas dificultades al utilizar la región paraxial del campo junto con el truncamiento de los rayos marginales. A expensas de disminuir la densidad de energía global pero aumentando el control sobre los rayos más paraxiales, se obtiene una adecuada colimación en una distancia más extensa, al igual que es posible su condensación en puntos focales más densos, como se desea tener para el coronógrafo.

Los rayos paraxiales con lentes esféricas convergen mayoritariamente en una región cercana a la región focal geométrica, lo que posibilita su colimación. Sin embargo la luz marginal que converge antes de esta región, divergirá antes de llegar al plano focal de la lente y por ende no se podrá colimar. Esta luz al mantenerse en el campo de iluminación reduce tanto la uniformidad de la distribución como la distancia nominal de colimación. Asimismo los corrimientos focales geométricos agregan estructuradamente desenfoques que definen una superficie focal en lugar de un plano focal, lo que conlleva al aumento del *spot* focal inhomogéneamente. El truncamiento de la región marginal del campo posibilitará mitigar los anteriores efectos.

Adicionalmente para generar un balance en la densidad lumínica por la luz que se trunca y por la divergencia que se tiene con la apertura numérica de la fuente, se define un concepto de alta dioptría en la etapa de colección y una proyección lenta con focales relativamente largas, en comparación.

Con la definición del conjunto de los sistemas de iluminación y el procesador coronográfico, se definió el diseño prototipo propuesto y configuración para mesa óptica con el que se obtiene los resultados presentados en el documento. En la figura 2.12 se presenta una representación esquemática de los diferentes componentes que integran el sistema.

Cada sistema de iluminación posee su propio diafragma de campo para ajustar el campo de entrada al procesador. Los sistemas de registro y de modulación son acoplados a un único ordenador para su control con el software desarrollado en conjunto y bajo la dirección en el trabajo de grado "**Estudio evaluativo de un coronógrafo digital experimental con un modulador espacial de luz de reflexión**", abordado por el estudiante Samuel Plazas Escudero.

La configuración utiliza rieles en las cámaras de registro para el ajuste de plano focal, al igual que filtros de densidad neutra para ajustar la exposición de los detectores. La posición de este debe mantenerse constante para preservar la calibración del escalamiento de intensidades en las métricas de extinción.

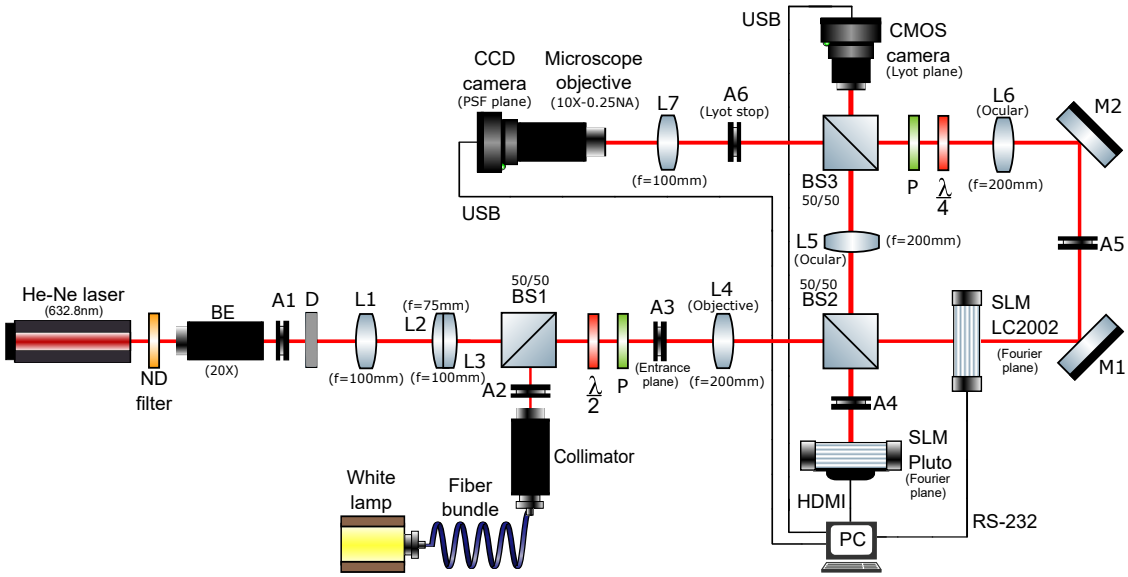


Figura 2.12: Vista esquemática de los componentes del sistema coronográfico propuesto.

La forma compacta reduce el espacio necesario y está directamente acondicionado para el tamaño de los componentes, ajustados para las separaciones intermedias entre componentes con una focal de $f = 200\,\text{mm}$. Una focal inferior no es posible por la distancia entre $L6$ a $M2$, pero focales más largas son posibles con esta configuración. En la figura 2.13 se presenta el modelo CAD del sistema propuesto que representa la disposición final para el montaje experimental.

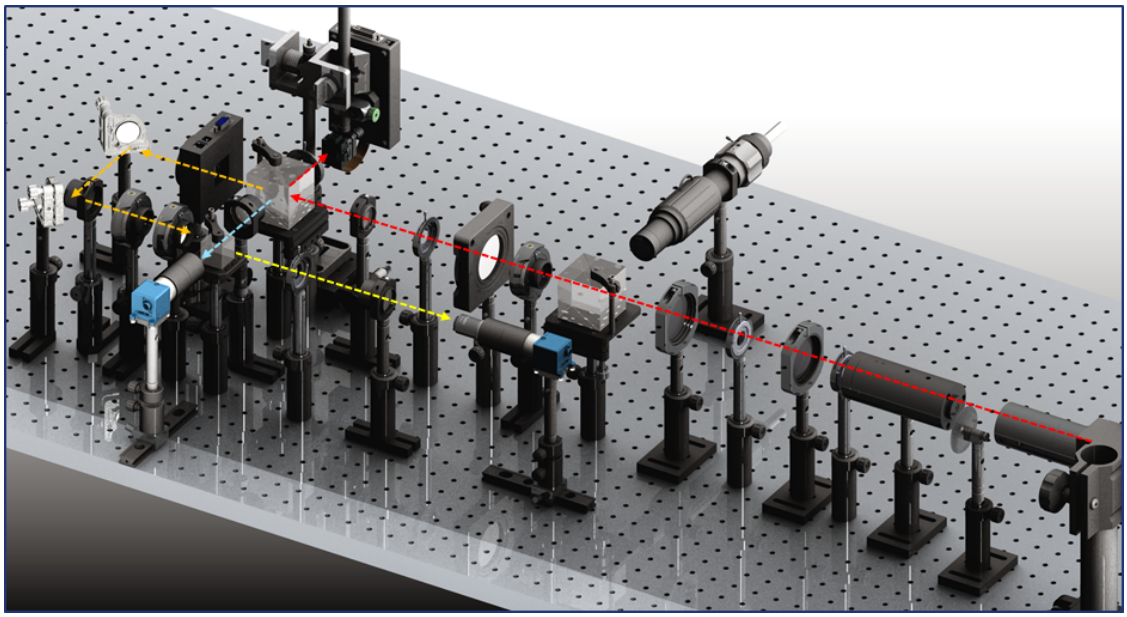


Figura 2.13: Representación del modelo CAD del coronógrafo en mesa óptica

Una de las características que se ha evaluado con la lente objetivo del sistema que

genera el primer plano focal, es la proporción de corrimiento focal y el tamaño de apertura en relación al aumento del punto focal. Para esto se ha definido un sistema sin apodización de apertura variable que ilumina la lente objetivo de $f = 200\,\text{mm}$ y se realiza un corrimiento al plano focal de observación, para analizar la incidencia del tamaño de *spot* entre el cambio de apertura y el corrimiento focal, como se describe en la figura 2.14.

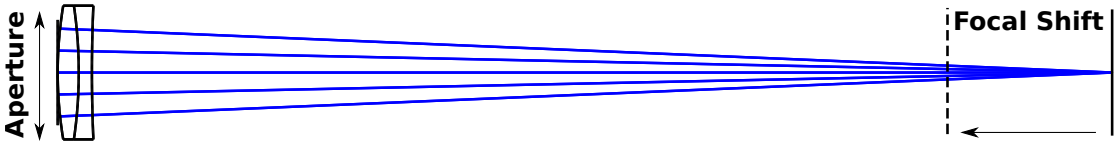


Figura 2.14: Análisis de cambio del punto focal por corrimiento y apertura.

Utilizando el software Zemax OpticStudio en conjunto con la API ZOS para MATLAB, se enlazan estas plataformas para realizar el anterior análisis de la FFTPSF de forma automatizada con algoritmos propuestos. El análisis se realiza con un muestreo de 1024×1024. La variación de tamaño de punto focal se analiza normalizando la intensidad del patrón y evaluando el ancho espacial con un criterio de umbral de intensidad del 70 % respecto al máximo, en donde se calcula la diferencia espacial Δx entre los extremos de solo los puntos coincidentes a las intensidades en el rango de $I \geq 0.3$, definiendo:

$$\Delta x_{spot} = x(I \geq 0.3)_{init} - x(I \geq 0.3)_{final}. \tag{2.31}$$

Es decir que se seleccionan los valores de intensidad mayores al 30 % y se asocia su correspondencia a la escala espacial entregada por Zemax.

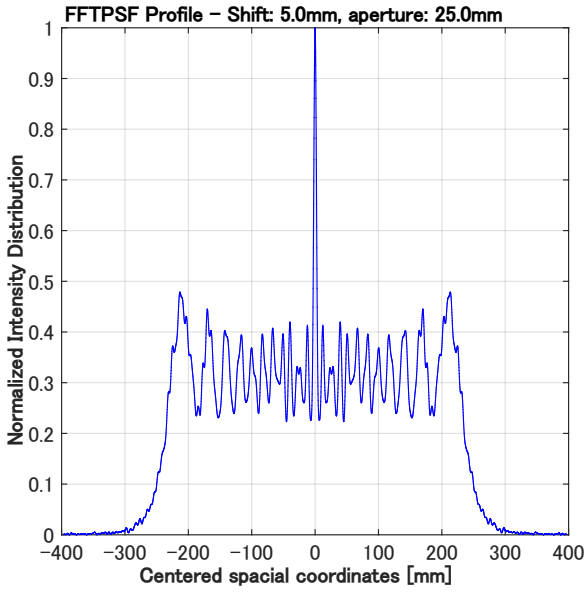


Figura 2.15: Evaluación de tamaño del patrón focal con máximos locales.

No se utiliza el criterio del FWHM, debido a que no se satisface el requerimiento de un solo máximo de intensidad ante la posibilidad de múltiples máximos locales asociados a planos previos ondulación que posee ondulaciones de propagación. Asimismo, debido a que el FWHM evalúa el ancho a partir de $I \geq 0.5$, es posible que por la forma de propagación del patrón se presenta el caso visto en la figura 2.15, en donde se observa una ambigüedad en el tamaño del *spot*, que por la naturaleza difractiva del patrón circular a distancias prefocales, el *spot* crece espacialmente pero concentra parte de su energía en el centro, lo cual define un punto parcialmente focalizado. Al aplicar el FWHM, se encuentra el ancho solo de esta pequeña región en lugar del resto de la energía, por lo cual se sugiere un umbral de $I \geq 0.3$, que logra establecer adecuadamente un ancho representativo de la distribución.

El resultado del análisis entrega la curva presente en la figura 2.16. El comportamiento define un factor dominante para el corrimiento focal en relación al tamaño de la apertura de iluminación. En primera instancia la apertura tiene mayor peso en el *spot* por el efecto difractivo para diámetros cerrados. En ausencia de corrimientos o corrimientos cortos ($0 - 0.6\,\text{mm}$), el punto focal decrece asintóticamente sobre el cruce por cero.

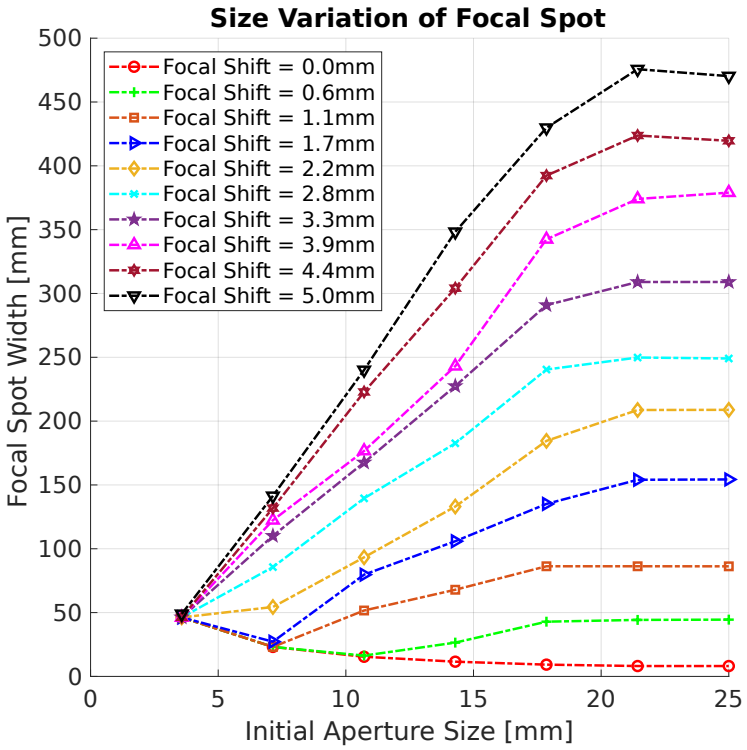


Figura 2.16: Respuesta de sensibilidad de punto focal con cambios en los parámetros.

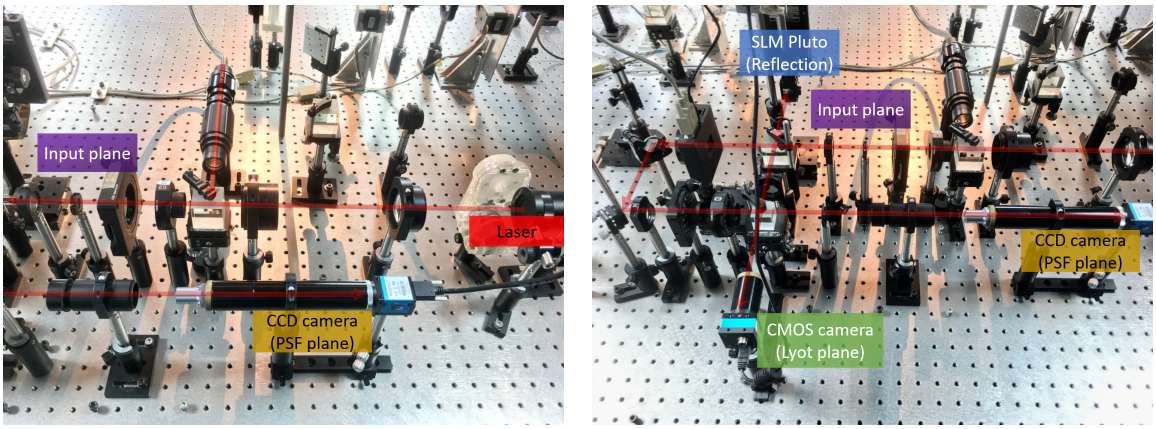
Cuando las aperturas crecen a partir de 6 mm, los corrimientos focales inciden más drásticamente en el tamaño de *spot*, generando un crecimiento aproximadamente lineal del valor focal mínimo asociado. Cuando el corrimiento es alto, de 2.8 mm en adelante, el *spot* tiene un comportamiento altamente ondulatorio por la forma difractada de Fresnel

en la propagación, donde la intensidad máxima pasa a los bordes oscilantes y el punto central pierde más energía.

Crecimientos mayores exhiben un aumento drástico del patrón, generando una extensión espacial grande, entre (300 – 450 mm), pero a su vez la disminución de la densidad de energía inferior a 0.5 en la parte externa en los patrones vistos. Esto se observa para los corrimientos focales entre 3.3 – 5.0 mm donde hay puntos donde aparentan tener un *spot* menor cuando se analiza con el FWHM.

En general el análisis establece que para desenfoques pequeños con aperturas pequeñas, no hay un cambio representativo en el tamaño de *spot*, puesto que el régimen de la paraxialidad es dominante y la pupila de entrada es pequeña por lo que el desenfoque no escala tan rápidamente. Sin embargo el análisis indica que el sistema con esta lente es susceptible al rápido incremento del tamaño focal.

Esta susceptibilidad de cambio en la definición de punto focal por los corrimientos focales permite establecer que con pequeños desenfoques se puede lograr un incremento representativo del patrón, posibilitando establecer que para el sistema de modulación a transmisión, pequeños desenfoques con esta lente generarán un *spot* que incremente el muestreo de la **estructura holográfica**, sin incidir significativamente en la calidad óptica del coronógrafo. A partir del diseño propuesto, se implementa el sistema en el entorno del laboratorio, como se presenta en la figura 2.17.



(a) Vista sobre el sistema de iluminación. (b) Vista sobre el procesador coronográfico.

Figura 2.17: Imágenes del instrumento experimental diseñado en el laboratorio.

Este sistema permite el análisis de los diferentes filtros en un entorno controlado que permite utilizar múltiples fuentes de iluminación. Tras la implementación y diseño del procesador coronográfico, el último módulo a desarrollar corresponde al sistema telescópico. Este sistema se integra en la entrada coronográfica para seguir el mismo curso de la iluminación láser posibilitando el uso de ambos modulares. Este diseño se discute en la siguiente sección.

2.4 Integración del sistema telescópico

El **sistema telescópico** se define para capturar la luz de una fuente alejada en el interior del laboratorio que utiliza un $F/\#$ más rápido que el procesador coronográfico. Este conjunto se diseña para emular el proceso de extinción de un cuerpo remoto que es recolectado por un telescopio, y el cual utiliza las mismas características de modulación configuradas.

El sistema telescópico en el laboratorio corresponde a un Celestron 9.25" OTA-CF Schmidt-Cassegrain con una distancia focal efectiva (EFL) de 2350mm con una apertura $F/\#10$. Como requerimiento para este experimento, se busca integrar el tubo óptico del telescopio desde la montura nativa del sistema, para establecer una integración modular que permita su articulación o desarticulación al procesador coronográfico sin alterar cualquiera de los dos sistemas. Para este propósito, se definen dos posibilidades para transferir el plano imagen del telescopio. La primera es utilizar un conjunto de **fibra óptica coherente**[54] para llevar el plano imagen del telescopio y colimarla para la entrada del coronógrafo. La segunda es un **sistema *relay*** con planos imágenes intermedios que entregue un plano con conjugada infinita.

La principal restricción con la fibra óptica coherente es su baja disponibilidad comercial y el efecto del muestro analógico[55] que cambia las propiedades de la pupila de entrada, de forma que limita el ancho de banda entregado por el telescopio. Por estos motivos se opta por el diseño de un sistema convencional periscópico y de *relay*.

Para lograr este objetivo se presenta un cambio en el tipo de apertura, lo que genera dos efectos que repercuten en el rendimiento de extinción. El primero, es una apertura con oscurecimiento que modifica la distribución focal y la forma de difracción en el modulador. El segundo es el acople de aperturas donde se hace necesario una demagnificación para hacer compatible la apertura numérica del coronógrafo $NA = 0.1$ con el telescopio $NA = 0.05$. A partir de estas condiciones se realiza el diseño de este sistema.

Como el tubo óptico se encuentra en un eje diferente al coronográfico, el uso de un periscopio como el RS99/M de Thorlabs, permite el ajuste de la rotación e inclinación entre los espejos para compensar la desalineación y permitir la entrada en eje al coronógrafo. De esta forma cuando el objeto luminoso se desplace, solo sea necesario ajustar el periscopio como interface entre ambos sistemas.

Para evaluar la compatibilidad de este sistema con el coronógrafo, se recurrió al software Zemax para integrar computacionalmente ambos sistemas y determinar las características funcionales con los componentes a disposición en el laboratorio. Para esto se realizó un cálculo estimado de las especificaciones del conjunto catadióptrico del tubo primario, como se define en la figura2.18.

El sistema de espejos es calculado utilizando un estimado de la magnificación transversal efectiva a partir de las especificaciones del modelo[56], entregando un valor $M_2 = 4.11$. Este valor es corroborado con una medición experimental de la demagnificación entre la

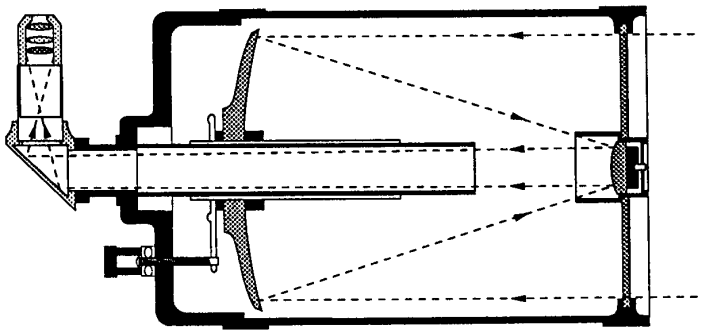


Figura 2.18: Sistema catadióptrico **Schmidt-Cassegrain** Celestron[56].

imagen generada por el telescopio y el objeto, en la que se obtuvo al incidir un campo de iluminación de una pulgada formando una imagen de salida de 6.1 mm con lo que se obtuvo $M_2 = 4.16$. Finalmente se define una distancia medida entre los espejos primario y secundario de $d \approx 400mm$. A partir de esto, se realiza el desarrollo de doble espejo esférico [57][58]:

- $f_1 = \dfrac{f_{EFL}}{M_2} = 571,77\,\text{mm}$ (2.32)
- $r_1 = 2f_1 = 1143,54\,\text{mm}$ (2.33)
- $f_{BFL} = f_{EFL} - M_2 \cdot d \approx 706\,\text{mm}$ (2.34)
- $b = f_{BFL} - d = 306\,\text{mm}$ (2.35)
- $f_2 = -\dfrac{d+b}{M_2 - 1} = 227.01\,\text{mm}$ (2.36)

En las expresiones, f_1 y f_2 son respectivamente la focal del espejo primario y secundario, r_1 y r_2 son los radios de curvatura respectivamente del espejo primario y secundario, f_{EFL} es la focal efectiva del conjunto, f_{BFL} es la focal posterior entre el espejo secundario al punto focal del conjunto, d es la distancia entre los espejos, y b es la distancia entre el espejo primario al punto focal efectivo. Para verificar la congruencia de esta aproximación, se calcula la longitud focal efectiva correspondiente a las focales estimadas, mediante la formulación del sistema de dos espejos con los respectivos signos,

$$f_{EFL} = \frac{f_1 \cdot f_2}{f_1 - f_2 - d} = 2347.8\,\text{mm}, \tag{2.37}$$

a lo que corresponde aproximadamente el 0.1% de error con lo que menciona el fabricante. Para la superficie final que corresponde a la lente correctora, debido a la complejidad del **perfil de Kerber**[59], se utiliza Zemax para optimizar los parámetros cónicos de esta lente para una apertura de 219 mm. Nótese que el estimativo de los radios de curvatura anteriores fueron utilizados como semilla para el cálculo de la constante cónica y los órdenes 4, 6, 8 de los espejos para obtener una superficie aesférica que lograra una

distancia focal efectiva, similar a la original del Celestron. De esta forma, a pesar de no tener una especificación directa del sistema, se puede evaluar el comportamiento efectivo de este para predecir los puntos focales intermedios en el coronógrafo. El esquema del sistema telescópico diseñado, se presenta en la figura 2.19.

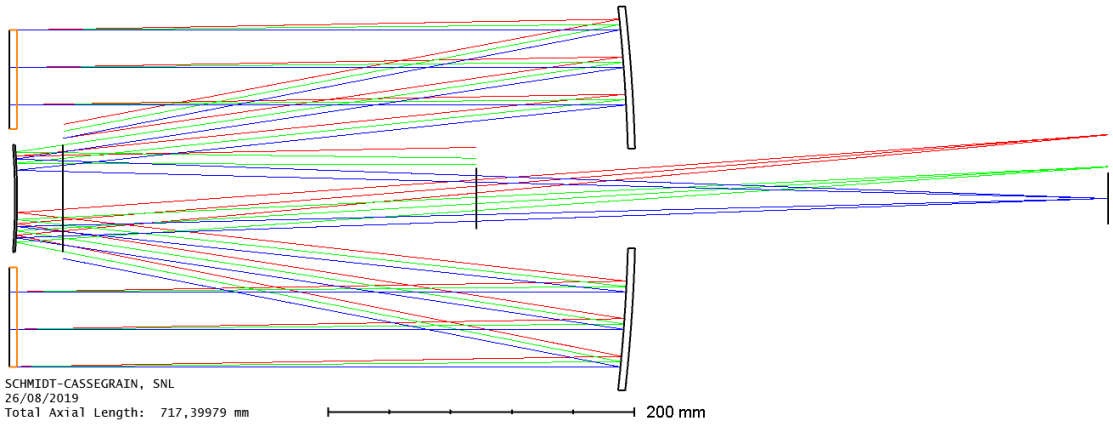


Figura 2.19: Schmidt-Cassegrain diseñado en Zemax.

Los diferentes colores azul, verde y rojo corresponden respectivamente a los campos a 0°, 0.25° y 0.5°, indicando la alta direccionalidad de los rayos. A este sistema se le incorporó un conjunto de ***Baffling*** primario y secundario para truncar los rayos marginales, al igual que para delimitar las reflexiones internas de otros ángulos superiores. A pesar de que se puede presentar viñeteo en la parte externa se elimina gran parte de los rayos causantes de la aberración esférica, incrementando la PSF de 0.127 a 0.265 para una apertura de 219 mm y llegando a 0.76 para una apertura de 119 mm. La respuesta nominal para una longitud de onda media de $\bar{\lambda} = 550$nm para el campo axial se presenta en la figura 2.20. Este campo tiene desenfoque como aberración primaria, mientras

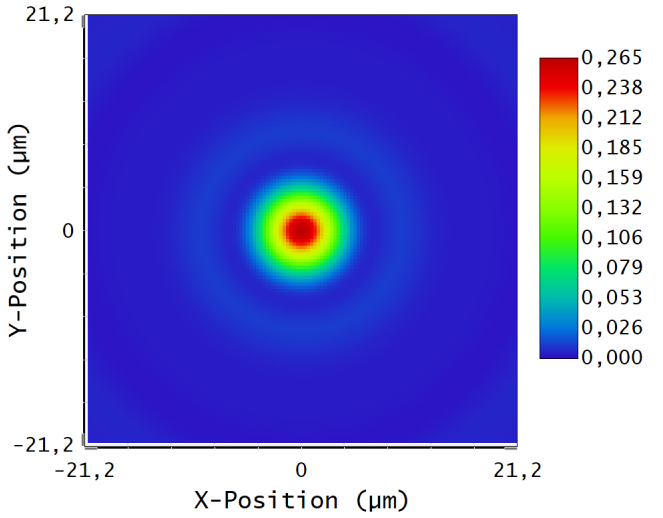


Figura 2.20: Respuesta de la PSF del telescopio diseñado.

que los campos no axiales presentan coma y astigmatismo. Con la integración de este telescopio al sistema coronográfico descrito en la sección 2.3, se obtiene el conjunto presentado en la figura 2.21.

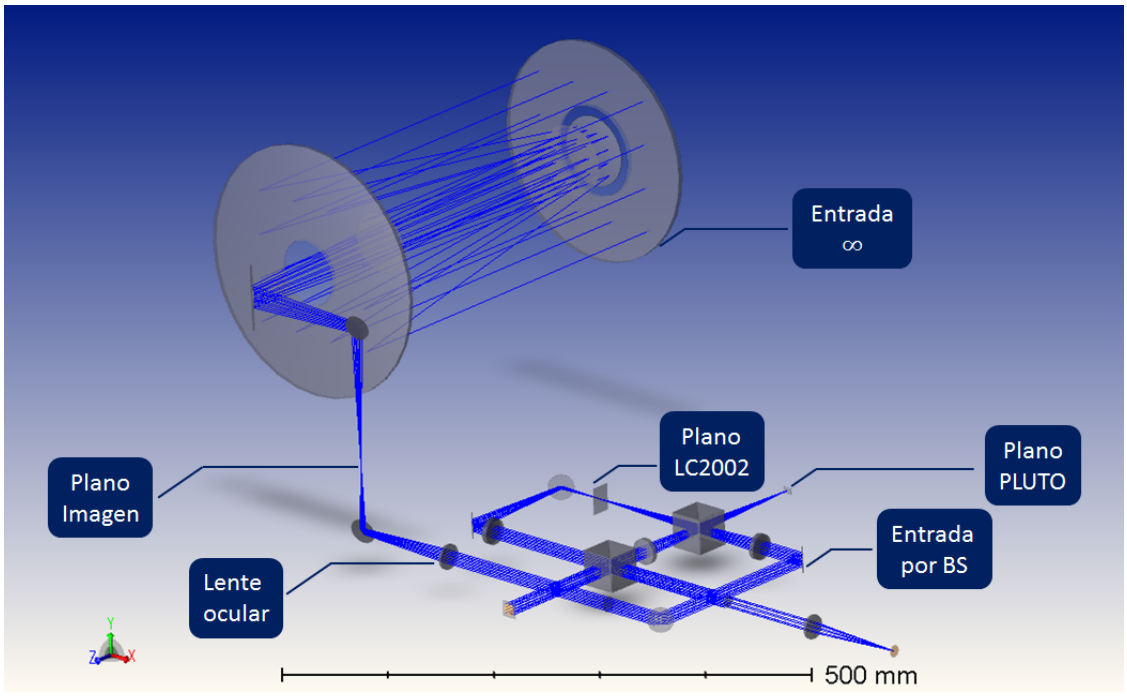


Figura 2.21: Diseño Zemax del Schmidt-Cassegrain con el coronógrafo.

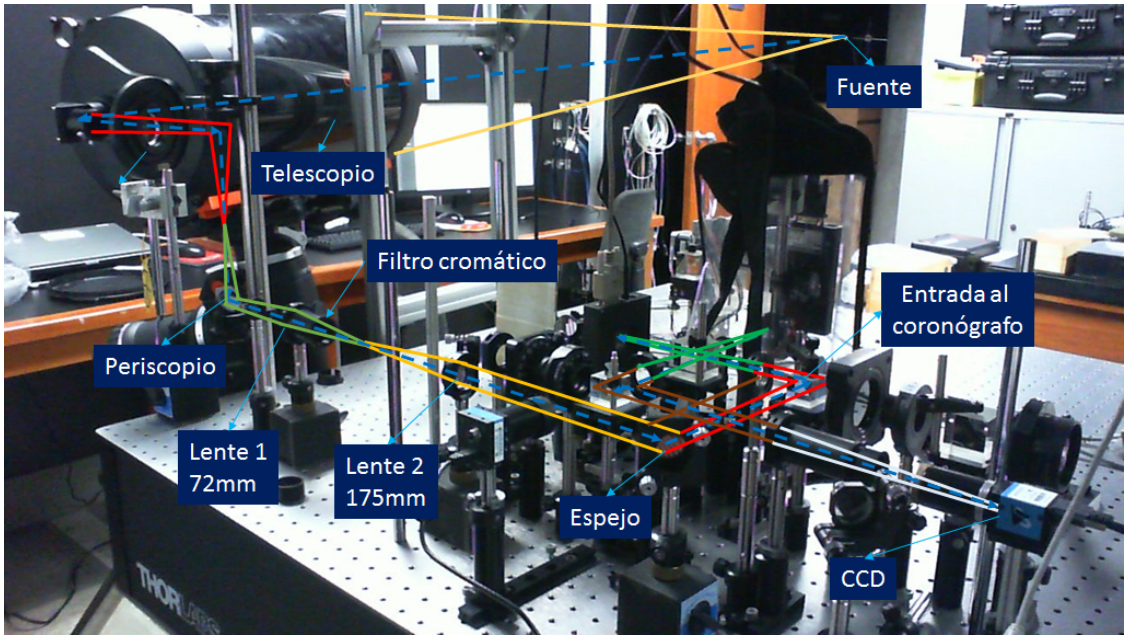


Figura 2.22: Implementación experimental con el sistema telescópico.

A la salida del tubo óptico se le acopla el accesorio *Star Diagonal*, un prisma de 1.25" de hipotenusa que desvía en ángulo recto la luz recolectada. A una distancia de 23 cm del prisma se ubica el cabezal del periscopio con espejos de Ø = 1" para evitar el truncamiento del campo. La luz se envía verticalmente hacia el siguiente espejo que acopla el eje de entrada del coronógrafo. Con el objeto a una distancia de 18 m, el telescopio forma imagen en un punto intermedio en el periscopio, la cual es recolectada por una lente ocular que demagnifica el campo para que pueda ingresar sin truncarse al sistema y produce un plano afocal hasta el punto de entrada. Esta luz se polariza en este tramo, afuera del coronógrafo, y se utiliza un filtro de banda para limitar el tipo de luz que puede modularse. Para la entrada del sistema se utiliza un cubo divisor 50/50 para permitir la entrada conjunta de la luz láser, en conjunto con la luz del telescopio, de esta forma no se reduce la funcionalidad del sistema para diferentes pruebas en simultáneo. Como referencia al conjunto, en las tablas 2.1 y 2.2 se presenta sus propiedades.

Componente	**Radio**	**Espesor**	**Material**	**Ap. Clara**	**Cónica**
Corrector	1.72E+13	5.00	BK7	219.00	0
Tubo	∞	399.31		219.12	0
Primario	−1143.55	−369.23	MIRROR	233.31	0
Baffling-S	∞	−299.82		96.32	0
Secundario	−454.04	300.00	MIRROR	70.00	0.51
Baffling-P	∞	412.36		84.23	0

Tabla 2.1: Superficies del telescopio utilizadas en Zemax, valores en mm.

Coeficiente	**Valor**
r^2	0
r^4	-8.47E-05
r^6	-3.63E-08
r^8	-4.82E-12
r^{10}	0

(a) Coeficientes aesféricos del corrector.

Propiedad	**Valor**
Effective Focal Length	2380.87
Back Focal Length	718.3
Image Space F/#	10.87
Entrance Pupil Diameter	219
Angular Magnification	2.59

(b) Propiedades Generales

Tabla 2.2: Características del sistema telescópico, valores en mm.

Con la disposición diseñada, se implementa su versión experimental con el conjunto de lentes evaluado como se describe en la figura 2.22. El sistema telescópico es utilizado en la última etapa de evaluación del sistema *a posteriori* del análisis del filtro de mejor respuesta. Para la prueba del objeto a distancia, se utiliza el proyector de luz incoherente presentado en la sección 3.3 y se ubica a una distancia de 18 m, y se le instala una apertura de 1 mm para emular un objeto puntual policromático. El análisis de este sistema se presenta en la última etapa del capitulo 5.

Referencias del Capítulo 2

[6] Mawet, Dimitri *et al*. Annular groove phase mask coronagraph. *The Astrophysical Journal*, 633(2):1191, 2005 (vid. págs. 28, 36, 51).

[17] C. de Jonge, P. Baudoz, R. Galicher, R. Huisman, R. Peletier y B. Jayawardhana. Effect of multiple deformable mirrors in broadband high-contrast coronagraphs. En *Adaptive Optics Systems VI*, vol. 10703, pág. 107035D. International Society for Optics y Photonics, 2018 (vid. págs. 36, 47).

[20] G. A. Swartzlander Jr. The optical vortex coronagraph. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 11(9):094022, 2009. DOI: 10.1088/1464-4258/11/9/094022 (vid. págs. 36, 52, 91).

[33] L. Mandel y E. Wolf. En *Optical coherence and quantum optics*. Cambridge University Press, 1995. Cap. 4: Second-order coherence theory of scalar wavefields, 169-186. ISBN: 0-521-41711-2 (vid. pág. 45).

[34] G. Ruane, D. Mawet, A. E. Riggs y E. Serabyn. Scalar vortex coronagraph mask design and predicted performance. En S. B. Shaklan, edición, *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets IX*, vol. 11117, págs. 454-469. International Society for Optics y Photonics, SPIE, 2019. DOI: 10.1117/12.2528625. URL: https://doi.org/10.1117/12.2528625 (vid. págs. 45, 50).

[35] J. Perina. *Coherence of Light*. Springer Netherlands, 1985, págs. 133-135. ISBN: 9789027720047. URL: https://books.google.com.co/books?id=n-hc0QgSHPIC (vid. pág. 45).

[36] E. Wolf. *Introduction to the Theory of Coherence and Polarization of Light*. Cambridge University Press, 2007, págs. 53, 57. ISBN: 9780521822114. URL: https://books.google.com.co/books?id=EXfmuCDk-DsC (vid. pág. 45).

[37] G. Boreman, ed. Wiley Series in Pure and Applied Optics. Statistical Optics. Wiley, 2015. Cap. 5: Temporal and spatial coherence of optical waves, págs. 196-202. ISBN: 0-471-39916-7 (vid. pág. 45).

[38] O. Guyon. "exoplanets & disks" nullers pupil apodization amplitude apodization coronagraph. 2009 (vid. pág. 46).

[39] O. Guyon, E. Pluzhnik, M. Kuchner, B. Collins y S. Ridgway. Theoretical limits on extrasolar terrestrial planet detection with coronagraphs. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 167(1):81, 2006 (vid. pág. 46).

[40] J. W. Goodman. En *Introduction to Fourier Optics*. Oxford University Press, 1995. Cap. 5: Fourier Transforming and Imaging Properties of Lenses, págs. 83-87 (vid. pág. 46).

[41] J. D. Schmidt. Numerical simulation of optical wave propagation with examples in matlab. En cap. 4: Fraunhofer Diffraction and Lenses, págs. 58-61. SPIE Bellingham, Washington, USA, 2010 (vid. pág. 47).

[42] O. Guyon. Astronomical instrumentation and statistics. lecture 24 (15 nov): ao, finish; interferometers/coronagraphy, high contrast imaging, 2016 (vid. pág. 47).

[43] F. Hénault. Analysis of azimuthal phase mask coronagraphs. *Optics Communications*, 423:186-199, 2018 (vid. pág. 50).

[44] A. Jolivet, G. O. de Xivry, E. Huby, P. Piron, E. V. Catalan, S. Habraken, J. Surdej, M. Karlsson y O. Absil. L-and m-band annular groove phase mask in lab performance assessment on the vortex optical demonstrator for coronagraphic applications. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 5(2):025001, 2019 (vid. pág. 50).

[45] J. Leach, S. Keen, M. J. Padgett, C. Saunter y G. D. Love. Direct measurement of the skew angle of the poynting vector in a helically phased beam. *Optics express*, 14(25):11919-11924, 2006 (vid. pág. 53).

[46] L. Allen y M. Padgett. The poynting vector in laguerre–gaussian beams and the interpretation of their angular momentum density. *Optics Communications*, 184(1-4):67-71, 2000 (vid. pág. 53).

[47] D. Mawet. Vortex coronagraph in one slide, 2017. URL: http://www.astro.caltech.edu/~dmawet/research/vortex-coronagraph-in-one.html (vid. pág. 54).

[48] K. G. Larkin, D. J. Bone y M. A. Oldfield. Natural demodulation of two-dimensional fringe patterns. i. general background of the spiral phase quadrature transform. *JOSA A*, 18(8):1862-1870, 2001 (vid. pág. 54).

[49] D. Ghiglia y M. Pritt. *Two-dimensional phase unwrapping: theory, algorithms, and software*. Wiley-Interscience publication. Wiley, 1998. Cap. 2:Line Integrals Residues and 2D Phase Unwrapping, págs. 31-38. ISBN: 9780471249351. URL: https://books.google.com.co/books?id=pQtTAAAAMAAJ (vid. pág. 54).

[50] M. Teich, M. Mattern, J. Sturm, L. Büttner y J. W. Czarske. Spiral phase mask shadow-imaging for 3d-measurement of flow fields. *Optics express*, 24(24):27371-27381, 2016 (vid. pág. 55).

[51] J. Kühn, P. Patapis, X. Lu y M. Arikan. SLM-based digital adaptive coronagraphy: current status and capabilities. En R. Navarro y R. Geyl, edición, *Advances in Optical and Mechanical Technologies for Telescopes and Instrumentation III*, vol. 10706, págs. 770-783. International Society for Optics y Photonics, SPIE, 2018. DOI: 10.1117/12.2312554. URL: https://doi.org/10.1117/12.2312554 (vid. pág. 55).

[52] CVI-Melles-Griot. Optics technical notes, 2009. URL: http://experimentationlab.berkeley.edu/sites/default/files/MOT/Gaussian-Beam-Optics.pdf (vid. pág. 59).

[53] C. Roychoudhuri, ed. Modulation transfer function in optical and electro-optical systems. Vol. TT52. SPIE Press, Bellingham, Wash, 2001. Cap. 1: MTF IN OPTICAL SYSTEMS, págs. 9-18. ISBN: 0-8194-4143-0 (vid. pág. 59).

[54] A. Méndez. *Optics in Our Time*. M. Al-Amri, edición. Ed. por M. El-Gomati. Ed. por M. Zubairy. Springer International Publishing, 2018. Cap. 13: Optics in Medicine. ISBN: 9783319811482. URL: https://www.springer.com/gp/book/9783319319025 (vid. pág. 71).

[55] M. A. Lodhi, J. P. Dumas, M. C. Pierce y W. U. Bajwa. Computational imaging through a fiber-optic bundle. En F. Ahmad, edición, *Compressive Sensing VI: From Diverse Modalities to Big Data Analytics*, vol. 10211, págs. 46-56. International Society for Optics y Photonics, SPIE, 2017. DOI: 10.1117/12.2263485. URL: https://doi.org/10.1117/12.2263485 (vid. pág. 71).

[56] Celestron-LLC. C9 1/4-a xlt (cge) optical tube assembly, 2019 (vid. págs. 71, 72).

[57] B. MacEvoy. Astronomical optics. Astronomical Files from Black Oak Observatory - Online reference page., 2013. URL: https://www.handprint.com/ASTRO/ae2.html (vid. pág. 72).

[58] J. A. Shaw. Reflector telescopes. Lecture Notes - Optical System Design – S15. 2017. URL: http://www.montana.edu/jshaw/documents/17a%20EELE582_S15_TelescopeDesign.pdf (vid. pág. 72).

[59] G. Lemaître. New procedure for making schmidt corrector plates. *Applied Optics*, 11(7):1630-1636, 1972 (vid. pág. 72).

CAPÍTULO 3

MÉTRICAS Y PROCESAMIENTO

3.1. Métricas de análisis 82
3.2. Metodología de Estudio 93
3.3. Simulaciones coronográficas FFT 100
3.4. Simulaciones con Espectro Angular 104

Objetivos del Capítulo

- Describir las métricas de estudio.
- Discutir el procesamiento de los registros.
- Detallar los análisis de información.
- Presentar los modelos de simulación.
- Definir la propagación *End-To-End*.

Conceptos Clave

- **Discretización**
- **Carga Topológica**
- **Plano Focal**
- **Propagación**

Tras la descripción del prototipo de sistema coronográfico propuesto, en este capítulo se presenta las herramientas de análisis y procesamiento implementadas que posibilitan el control y estudio del conjunto experimental. Uno de los fundamentos que se plantea con este el sistema está en la automatización de las diferentes etapas de proyección, registro, análisis y visualización de la información, tanto en la etapa experimental como en la etapa de la simulación, debido a la gran cantidad de información que se produce por las diferentes condiciones en que se puede evaluar el filtro.

Para este propósito, se designa la plataforma Matlab como base para el desarrollo del algoritmo, tanto por la posibilidad integración del controlador de las cámaras, como por la forma nativa de manejar la proyección de información en los moduladores.

La etapa de la simulación se encuentra apoyada en dos algoritmos implementados para la **simulación *End-To-End*** [60][61][62][63][64] del coronógrafo. El primero, utiliza a Python tras el rediseño del trabajo previo realizado por Andrés Izquierdo de la Universidad de Antioquia para la simulación de campo lejano a través de transformadas rápidas de Fourier. El segundo, utiliza el propagador de espectro angular[65] para representar el campo focal utilizando Matlab, en virtud a las librerías FFTW[66] para el cálculo eficiente de la DFT debido al costo computacional del método. El objetivo del uso de ambos algoritmos está en poder evaluar el mismo proceso físico a través de diferentes formas de representación del campo lejano, para plantear una congruencia entre las

observaciones de ambos algoritmos. Los desarrollos presentes en este capítulo pueden ser encontrados en el repositorio Coronografia-UdeA-EAFIT.

Desde la parte metodológica, se tienen tres fuentes de información de intensidad coronográfica, dos vía simulación y una experimental, pero que son analizadas bajo un mismo conjunto de condiciones y métricas para el estudio de la PSF y el plano de Lyot. En este trabajo se retoman algunos criterios de evaluación coronográfica reportados en la literatura, y se proponen otros adicionales para generar un estudio que departe de dos perspectivas, la magnitud de la intensidad y la concentración espacial.

Estas características describen la cantidad y forma del *stellar leakage* presente en la PSF, mientras que en el plano de Lyot determinan el *throughput* del truncamiento y examinan la circulación de intensidad por el momento angular que induce la máscara de fase. La interpretación de estos parámetros darán indicios de qué filtros tienen mejores prestaciones para la aplicación coronográfica DAC desde una perspectiva simulada y experimental.

El objeto de estudio con este proceso de análisis radica en identificar qué efectos produce la discretización de la máscara de fase en diferentes niveles de gris y cómo logra desviarse de la predicción analítica (ver sección 2.1) en el plano de Lyot. De esta forma se puede establecer si bajo una representación más limitada en la información de fase del filtro focal logra presentarse prestaciones similares o mejores, o corroborar un rendimiento mucho menor, para lo cual se evalúan las posibles configuraciones de filtros en el rango paramétrico de estudio. La implementación de estas métricas, las propiedades de los algoritmos y metodología de análisis se detallan en este capítulo.

3.1 Métricas de análisis

En el análisis de pupila se cuantifica la capacidad del momento angular de sacar la luz fuera de eje al estudiar la profundidad de la vorticidad, perfil de difracción y la energía mínima axial contenida en la distribución de pupila. En el estudio coronográfico de PSF, se registra la energía procesada por el sistema, y se analiza, en relación a su **distribución radial**, la densidad fotométrica del campo para cuantificar la forma y cantidad de la energía del cuerpo central en presencia y ausencia de los filtros focales.

Para este tipo de estudios, las **distancias radiales** son el principal criterio de análisis de la resolución coronográfica, y seguido a este se encuentra el umbral de sensibilidad fotométrica. En el primero se evalúa la capacidad espacial de recibir luz de forma distinguible para establecer la separación mínima entre diferentes fuentes lumínicas, y el segundo evalúa el contraste de intensidades de las señales y el grado de detectabilidad de fuentes de diferentes luminosidades.

Estos registros de intensidad pueden ser analizados desde dos perspectivas, la **escala de la energía** en relación al espacio que abarca, y la **acumulación energética** radial.

En el primero, se busca relacionar el efecto de atenuación que induce el coronógrafo al comparar la magnitud de la intensidad filtrada con la señal sin filtrar. La síntesis esquemática de las métricas propuestas para el estudio del sistema coronográfico se presenta en la figura 3.1.

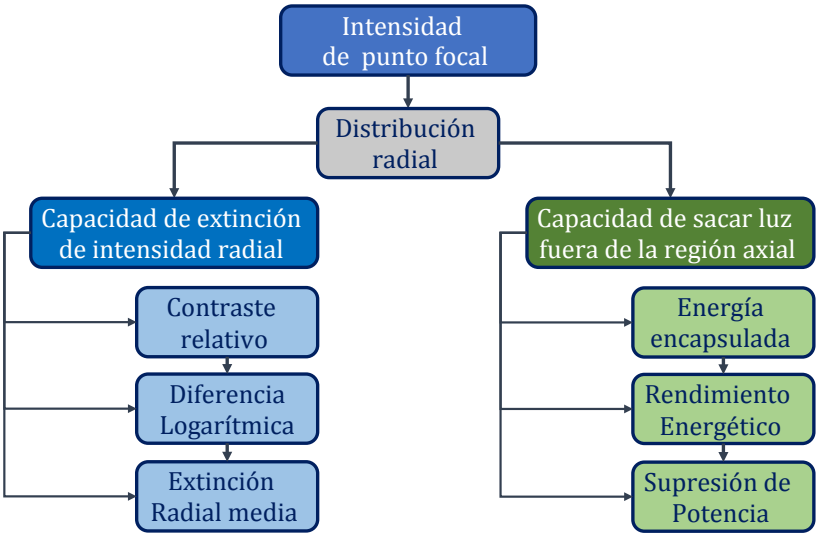


Figura 3.1: Categorías de métricas analíticas para el estudio propuesto.

La segunda perspectiva busca analizar la energía que logra reunirse en los alrededores de la región axial para determinar la capacidad de sacar luz fuera de la región de interés coronográfico.

La forma de la distribución espacial de la luz en el análisis coronográfico en relación a su tamaño angular, establece la capacidad de resolución del sistema. En el caso de interés astronómico como sistemas binarios, se busca poder resolver objetos dentro de una distancia de Rayleigh, de forma que entre menor distancia haya entre los cuerpos, se pueda filtrar la luz, estableciendo el **ángulo de trabajo interno** (IWA). Esta distancia depende de la selectividad del filtro, de las capacidades difractivas del sistema, de las propiedades físicas de la luz y de las características astronómicas del objeto de estudio.

La base fundamental para este estudio en el plano de la PSF parte del registro bidimensional y la obtención del perfil transversal de la distribución. Para este cálculo es necesario referenciar la posición del *spot* en unas coordenadas conocidas, para lo cual se referencia sobre el punto de mayor densidad de energía. Un estimativo de este se realiza sobre el **centroide** de la intensidad. Para una distribución focal que está descentrada en el FPA se representa las coordenadas como se tiene en la figura 3.2.

Para analizar la intensidad, se normalizan los valores y se plantea un proceso de segmentación de imagen por umbralización para identificar en el **disco de Airy** un origen coordenado. Según las propiedades de difracción de apertura circular, el ~70 % de la intensidad se encuentra sobre el disco de Airy por lo que se puede suprimir las

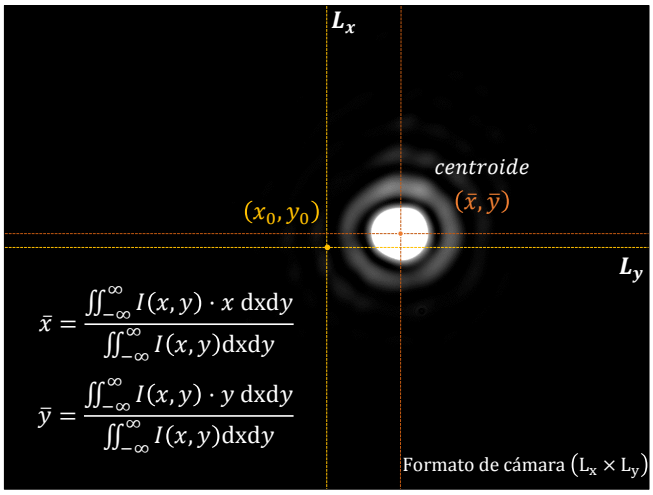


Figura 3.2: Centramiento de coordenadas relativas al centroide del patrón focal.

intensidades difractadas de orden superior a través de la función de binarización

$$I_{BW}(x,y) = \begin{cases} 1 & | \quad I(x,y) \geq T \\ 0 & | \quad I(x,y) < T \end{cases} \tag{3.1}$$

El umbral se define para segmentar el orden central definiendo $T = 0.3$ como la intensidad mínima que se considera. Con la **segmentación binaria** se realiza un estudio morfológico para establecer el centroide y el centro de la distribución. Este cálculo se realiza a partir de los algoritmos que se presentan en la figura 3.3.

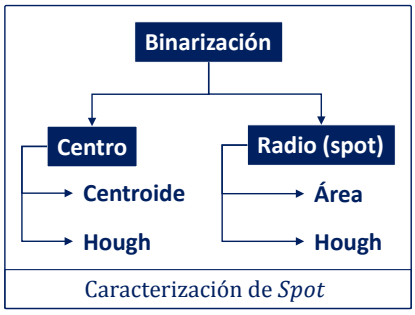


Figura 3.3: Técnicas de procesamiento para la calibración de la distribución focal.

El centroide se calcula con dos métodos, la solución discreta a la ecuación del centroide para los momentos verticales y horizontales, y se calcula también a través de la **transformada circular Hough**. Ambos algoritmos determinan un centro, y los resultados individuales se promedian para tener un estimativo con menor incertidumbre.

Asimismo el área se estima a través del conteo de puntos segmentados en píxeles para definir una área morfológica $A = \pi r^2$ con el que se establece un círculo de radio $r \approx \sqrt{A/\pi}$ con el que se estima el *spot*. Este resultado es promediado con la información obtenida

de la transformada de Hough.

Con ambas características estimadas, se establece un centro relativo en el centroide $(\bar{x}, \bar{y})$ que permite establecer las coordenadas

- $$x = \left(-\frac{L_x}{2} : \frac{L_x}{2} - 1\right) - \left(\bar{x} - \frac{L_x}{2} - 1\right), \tag{3.2}$$
- $$y = \left(-\frac{L_y}{2} : \frac{L_y}{2} - 1\right) - \left(\bar{y} - \frac{L_y}{2} - 1\right). \tag{3.3}$$

El espacio se calcula a partir del tamaño del formato del detector $L_x \times L_y$. Con este sistema de referencia es necesario la calibración espacial en términos de la separación angular del patrón.

La información coronográfica se presenta en un formato de separación angular que determina una escala mínima de medición en términos del tamaño angular del patrón difractado del cuerpo central. La escala relativa se determina en función del tamaño del disco de Airy del objeto de mayor intensidad, definiéndose como la escala espacial mínima de tamaño en que pueden resolver los cuerpos luminosos.

Con el registro del plano focal, se puede estimar el tamaño de la distribución al determinar la ocupación espacial con los píxeles que registran una señal de intensidad superior al umbral del ruido. El registro digital o fotométrico permite recrear el perfil del haz de forma radial para cuantificar con los criterios de Full-With Half-Maximum (FWHM), segmentación o decaimiento gaussiano para estimar el ancho radial o *spot* del patrón. Para este trabajo y con la metodología de segmentación mencionada anteriormente, se define el estimativo según el nivel de energía contenida en el orden cero del patrón. Tras el registro y medición digital del tamaño en píxeles del patrón, se realiza un escalamiento del espacio en píxeles del FPA en proporción a este tamaño, como se presenta en la figura 3.4.

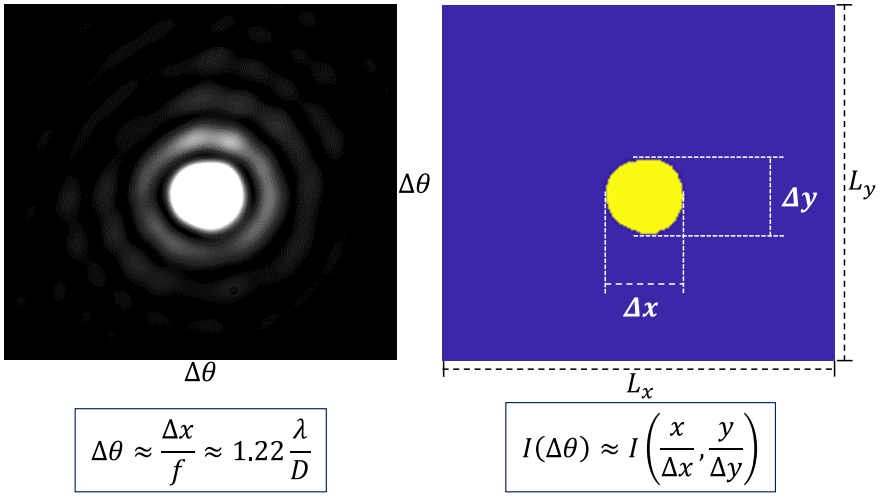
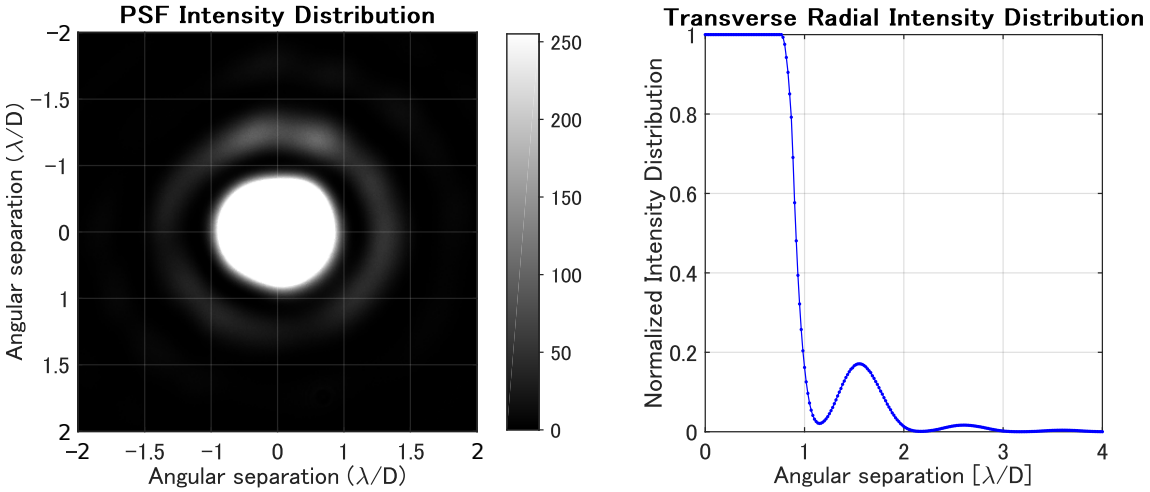


Figura 3.4: Aproximación de la proyección angular del patrón con el tamaño transversal.

El conjunto coordenado descrito en las ecuaciones (3.3) y (3.2) se escala con este valor para obtener coordenadas centradas escaladas que permiten la calibración espacial y presentar la información en el formato presentado en la figura 3.5. Una unidad de λ/D equivale al radio del lóbulo central del patrón medido angularmente.



(a) Distribución con tamaño angular.

(b) Perfil radial transverso del patrón.

Figura 3.5: Coordenadas angulares calibradas de un patrón focal de referencia.

Con esta referencia espacial se procede con el análisis radial de intensidad mediante perfiles transversales para tener el insumo para las métricas de estudio. Para este trabajo se ha planteado el análisis de perfiles desde dos posibilidades: Analizar las intensidades a lo largo de una trayectoria lineal trazada desde el centro del patrón o analizar la intensidad promediada azimutalmente en los diferentes radios concéntricos del patrón.

La primera aproximación permite una vista rápida de la intensidad proyectada linealmente, la cual puede ser horizontal, vertical u oblicua. Si la distribución mantiene un alto grado de simetría azimutal, esta aproximación directa abarca toda la información. Sin embargo en presencia de asimetrías por aberraciones, fluctuaciones por *speckle* o restos de luz difractada, al analizar solo un tramo de la intensidad, no se consideraría estos efectos en todo el patrón, generando un sesgo en la posible interpretación del análisis. Para mitigar esto, un promedio azimutal sobre las intensidades en diferentes radios, posibilitaría no solo integrar toda la información para el análisis de perfiles sino que generaría un suavizado en el perfil de la señal.

Matemáticamente la **intensidad radial proyectada** linealmente puede ser descrita como

$$\left\langle \left|U_0(\rho)\right|^2 \right\rangle_\rho \equiv I\left(\rho\right) = I\left(x,y\right)\Big|_{\substack{\forall x\in[a,b]\\ \forall y\in[c,d]}} \quad | \quad \rho \leq \sqrt{(a-b)^2+(c-d)^2}\,, \tag{3.4}$$

donde $[a,c]$ son las coordenadas del punto inicial y $[b,d]$ son las coordenadas del punto

final de la línea. Solo las intensidades evaluadas en los valores radiales ρ contenidos en la proyección de la distancia $\sqrt{(a-b)^2+(c-d)^2}$ se utilizan para el perfil. En el caso de la proyección radial lo que se define es un radio local $\rho_{mx} \leq R$ tal que $R = \sqrt{L_x^2+L_y^2}$ es la distancia radial máxima definida por el formato de registro del FPA $L_x \times L_y$. Sobre este radio se halla la intensidad radial promedia al sumar todos los valores $I(x,y)$ que satisfacen $\rho_{mx} = \sqrt{x^2+y^2}$ y se normaliza a R. Luego se pasa al siguiente valor ρ_{mx} hasta que se recorren los R posibles radios y se construye el **perfil radial promediado**. Matemáticamente este puede ser representado como

$$\left\langle \left|U_0(\rho)\right|^2 \right\rangle_{\rho mx} \equiv I\left(\rho_{mx}\right) = \frac{1}{R}\sum_{\substack{x=0\\y=0}}^{R} I(x,y)\Big|_{\forall\sqrt{x^2+y^2}=\,\rho_{mx}} \quad | \quad \rho_{mx} \in \left[0, \sqrt{L_x^2+L_y^2}\right]. \tag{3.5}$$

Siguiendo estas definiciones, en la figura 3.6 se presenta una comparación entre ambas técnicas para el análisis radial del patrón focal.

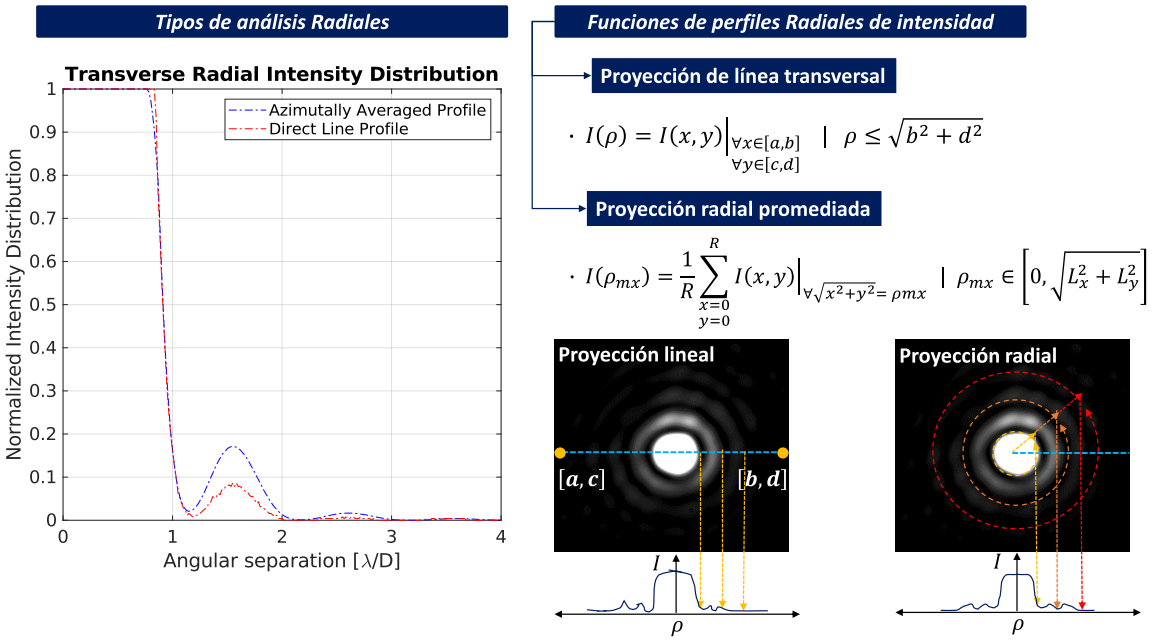


Figura 3.6: Representación esquemática de un coronógrafo de plano focal [Adaptación].

Es relevante mencionar que un estudio promediado de intensidad tiene validez solo para la evaluación del desempeño coronográfico, debido a la direccionalidad y asimetría radial que se tiene con un cuerpo secundario.

Con la obtención del perfil del plano de PSF, se puede realizar el estudio con las métricas propuestas. Para la primera vertiente, siguiendo la figura 3.1, se tienen las métricas siguientes:

- **Contraste de intensidades:** Se plantea a partir de la proporcionalidad implícita entre las magnitudes de la señal coronográfica (filtrada) y la señal no coronográfica

(sin filtrar) en la región de interés[67], definiendo un umbral de distinguibilidad lumínica que se obtiene al rechazar la luz del cuerpo central[68]. Su representación puede ser gráficamente, como se tiene en la figura 3.7.

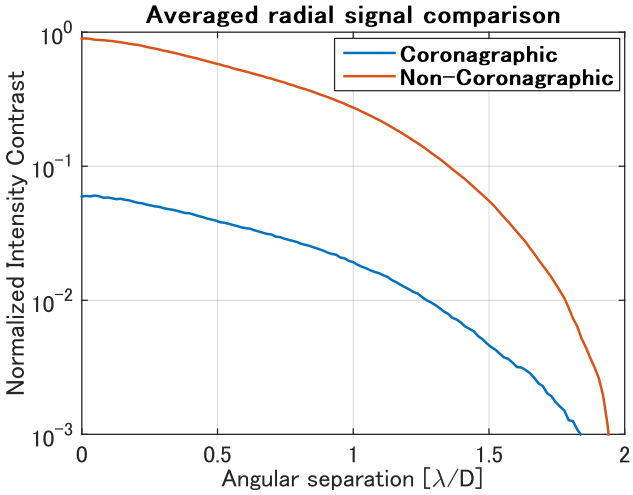


Figura 3.7: Ejemplo experimental de **contraste** entre la señal filtrada y la referencia.

Este comportamiento puede ser cuantificado mediante la **proporción directa de magnitudes** $I_{cor}(\rho)$ coronográficas y $I_{ncr}(\rho)$ no coronográficas, conocida como la razón de atenuación N[69].

$$\bullet\, N = \frac{I_{cor}(\rho)}{I_{ncr}(\rho)}. \tag{3.6}$$

Su recíproco se le conoce como la razón de rechazo $R = 1/N$[70]. Esta representación permite medir directamente la magnitud de la de extinción para un punto o rango angular especifico.

- **$\mathrm{SNR_l}$ Proporción Señal Ruido Logarítmica:** Es una alterna sobre la cuantificación de la proporción de contraste a como se presenta en una forma estadística [71].En este estudio se define la figura de ruido a la señal coronográfica que alcanza un umbral bajo de intensidad, en comparación a la señal no coronográfica, la cual se establece como la señal principal. Acorde la literatura[72] el **SNR** convencional se plantea como

$$\mathrm{SNR} = \frac{I_{cor}(\rho)}{\sqrt{I_{ncr}(\rho)}}. \tag{3.7}$$

Nuestra propuesta parte de utilizar la forma logarítmica de esta función para establecer una comparación diferencial ponderada. Si se aplica el operador $\log_{10}$ sobre el SNR, se obtiene por propiedades logarítmicas, la forma

$$\mathrm{SNR_l} = \log_{10}\left(\frac{I_{cor}(\rho)}{I_{cor}(0)}\right) - \frac{1}{2}\log_{10}\left(\frac{I_{ncr}(\rho)}{I_{ncr}(0)}\right), \tag{3.8}$$

La razón se normaliza al máximo de la distribución de punto focal registrada en ausencia de filtros $I_{ncr}(0)$. Esta interpretación de la proporcionalidad da más peso a las magnitudes de la señal filtrada estableciendo un umbral diferencial desde la mitad de la intensidad logarítmica de la señal no filtrada. En comparación al contraste ordinario, el $\mathrm{SNR_l}$ dobla el peso de la magnitud del $\log_{10}\left(I(\rho)_{ncr}(x,y)\right)$ para tener un rango comparativo más alto en el que se observa más los cambios en el efecto del filtrado.

- **$\mathrm{RMS_l}$: Raíz de la Desviación Cuadrática Media (RMS) del $\mathrm{SNR_l}$:** Esta métrica propuesta surge de la interpretación del diferencial del $\mathrm{SNR_l}$ y como una medida que retorna un conjunto de valores para cada punto en el espacio.

  En el caso coronográfico, la respuesta ideal del filtro es una supresión absoluta de intensidad $I(\rho)_{cor}(x,y)$ para todos los puntos en el espacio, mientras que la señal $I(\rho)_{ncr}(x,y)$ es la supuesta desviación o error a la supresión absoluta, de forma que el RMS podría cuantificar cuánto un filtro se aproxima más al estado ideal de extinción.

  La característica promedio de la medición permite encontrar una realización estadística o tendencia radial de la supresión, lo cual posibilita medir con un único valor la cercanía al filtro ideal o la capacidad promedia radial de extinguir la luz en todas las regiones de interés. Utilizando la forma diferencial propuesta en el $\mathrm{SNR_l}$, se puede plantear entonces la desviación RMS de la proporcionalidad logarítmica como

$$RMS_l(\rho) = \sqrt{\frac{1}{r_{max}} \sum_{n=0}^{N_{rmx}} \left[\log_{10}\left(\frac{I_{cor}(\rho)_n}{I_{ncr}(0)}\right) - \frac{1}{2}\log_{10}\left(\frac{I_{ncr}(\rho)_n}{I_{ncr}(0)}\right)\right]^2}. \qquad (3.9)$$

  Esta métrica es una síntesis completa para medir la capacidad de un filtro holográfico para extinguir luz en toda la región azimutal en el plano de la PSF.

En la segunda vertiente se configura la línea verde en la figura 3.1 que conforma el análisis sobre la energía encapsulada en donde se establecen las métricas siguientes:

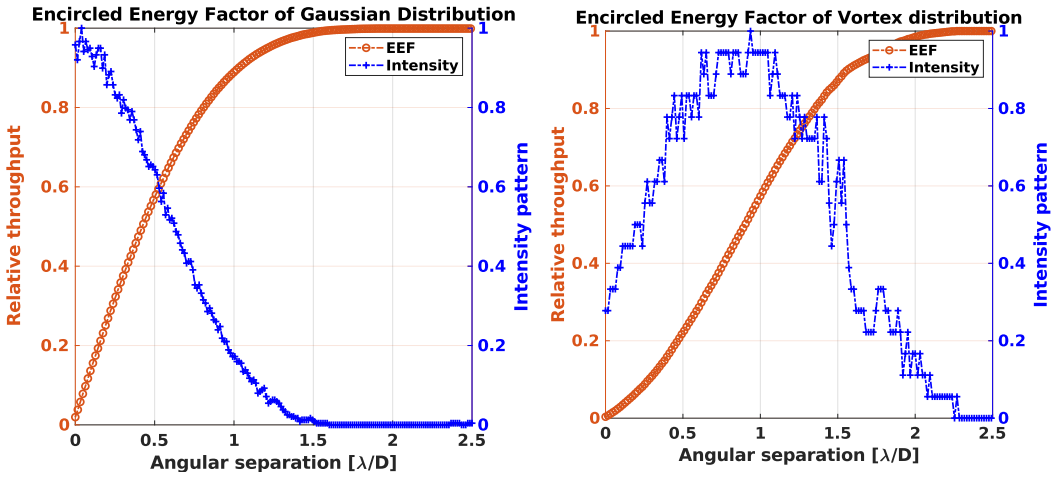
- **EEF - Factor de energía encapsulada:** Permite cuantificar la **acumulación de energía** radialmente distribuida por el patrón focal[73]. Directamente la métrica es una suma acumulativa para establecer la fracción energética almacenada en relación a la energía total, y puede definirse como[74]

$$\mathrm{EEF}\left\{I(\rho);r\right\} = \frac{1}{I_{máx}}\int_0^r I(\rho)\mathrm{d}\rho \quad | \quad I_{máx} = \int_0^\infty I(\rho)\mathrm{d}\rho, \qquad (3.10)$$

  donde, r es la distancia de evaluación hasta donde se busca encontrar la acumulación. El recorrido de r se establece con la expansión de energía del patrón hasta cubrir todas las regiones que ocupa la intensidad, formalmente hasta $r \to \infty$.

La métrica entonces cuantifica la densidad energética para una distribución lumínica particular, acorde su tamaño de *spot*. Un sistema focal convencional, logra reunir rápidamente un gran porcentaje (70 %) de la energía en la región del disco de Airy, es decir que para un NA = 0.1 a $\lambda = 632.8\,\text{nm}$, al límite de difracción, al recorrer $1\mu m$ se halla el 70 % de la energía y a $2\,\mu\text{m}$ se halla más del 80 % del valor total.

Un ejemplo de estos dos comportamientos se observa con un haz gaussiano focalizado, y una distribución de vórtice óptico. La región angular de menor densidad se encuentra en el vórtice como se presenta en la figura 3.8.



(a) Energía encapsulada de referencia. (b) Energía encapsulada tras el filtrado.

Figura 3.8: Ejemplo experimental de la concentración de luz al filtrar y sin filtrar.

Al tener que recorrer más distancia radial para encontrar luz, la densidad energética es baja implicando que hubo un grado alto de extinción o la energía es divergente. En el caso coronográfico ocurre por la atenuación que induce. Tener menor densidad energética en las regiones axiales, posibilita aumentar la resolución coronográfica al aumentar el IWA, ya que permite encontrar cuerpos secundarios de menor luminosidad que son muy cercanos al cuerpo de mayor intensidad.

- ***Throughput*:** Esta métrica es una forma comparativa entre curvas de EEF en una misma región del espacio que evalúan la cantidad de energía acumulada[75]. Ejemplo de este análisis se presenta en la figura 3.9.

  Diferentes configuraciones del tipo de filtro focal utilizada producirán diferentes formas de distribución focal, cuya acumulación energética se puede comparar[76]. Las configuraciones que permitan una mayor capacidad de representan una mejoría en la resolución coronográfica Sin embargo no entrega información de la capacidad de extinción energética, por lo que la lectura de esta información deberá hacerse manteniendo presente la escala de energía para una adecuada interpretación.

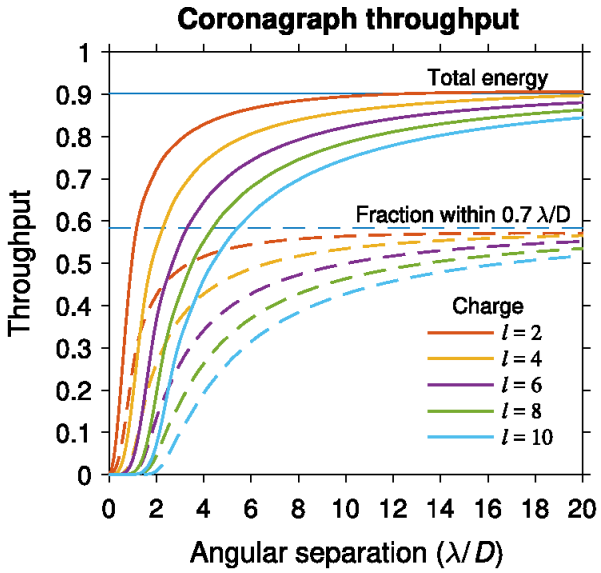


Figura 3.9: Ejemplo comparativo del ***Throughput*** con distintas cargas[31].

- ***Power Supression*:** Es una síntesis particular del comportamiento del *Throughput* en el que se analiza la concentración de energía únicamente hasta la región del disco de Airy[20]. Esta síntesis entrega información de capacidad de la resolución coronográfica, por lo cual menores valores indican un sistema de captura lenta de luz, posibilitando analizar mejor las regiones alrededor del eje central. Ésta métrica fue propuesta por Swartzlander Jr en 2009 para su estudio computacional, como se presenta en la figura 3.10.

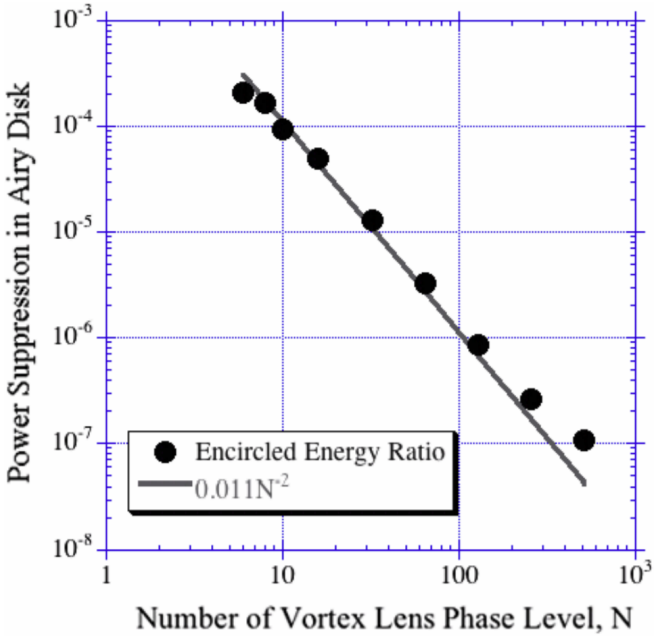


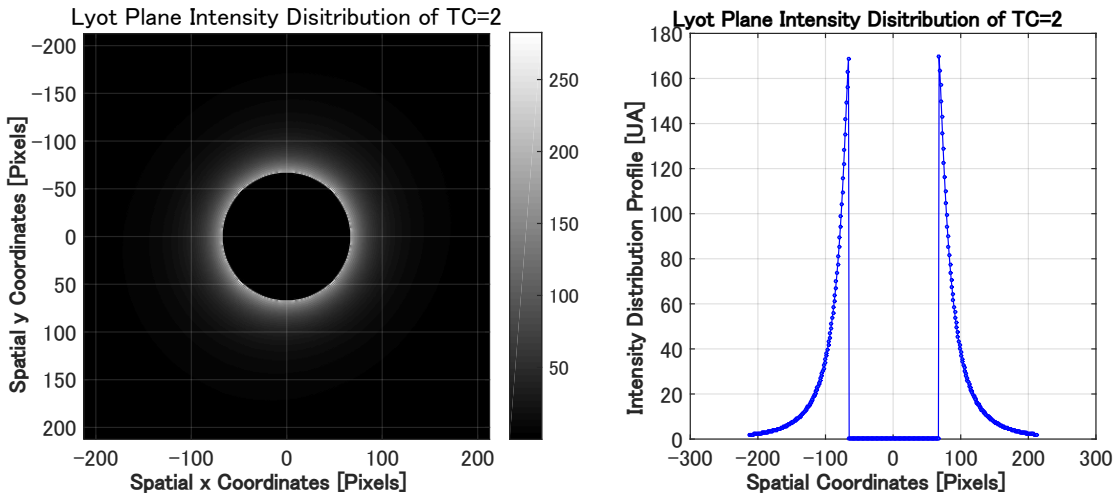
Figura 3.10: Gráfica de supresión de potencia como se describe en la literatura[20].

Diferentes configuraciones del filtro, en este caso como el número de transiciones de fase, dará cuenta de la mejora o reducción del comportamiento del filtro. Si un cuerpo se encuentra más cercano a la región central se desea encontrar que el sistema tenga un bajo EEF, para encontrar más rápidamente la luz del cuerpo secundario que la luz del cuerpo primario, de forma que se mejora el IWA.

En términos generales, la información de mayor peso en el efecto coronográfico estará dada por el RMS_l (o LRMS/**LogRMS**) al evaluar directamente el filtro como mecanismo de extinción fotométrica. El análisis por *Power Supression* permite entender aspectos específicos del comportamiento del filtro, en términos de la resolución coronográfica y de la densidad energética radial. El balance en la PSF entre estas dos cantidades darán indicios de la mejor configuración holográfica para el sistema.

Aparte del registro de la PSF, un análisis sobre las distribuciones en el plano de Lyot posibilita estudiar el comportamiento de la eficiencia del momento angular, defectos difractivos y otras propiedades de la apertura del instrumento sobre la definición del corte de luz en el plano de extinción, permite plantear una perspectiva adicional de análisis no común en la literatura para cuantificar y entender las capacidades coronográficas.

El estudio en la apertura de Lyot parte de entender la estructura espacial del campo difractado por el modulador, para determinar la energía axial remanente. En el caso de una máscara de segundo orden con todos los niveles de grises en el modelo numérico, produce un efecto similar a la distribución analítica, obteniendo la figura3.11.



(a) Distribución de intensidad en el plano.

(b) Perfil transverso del patrón en Lyot.

Figura 3.11: Solución numérica de la distribución en el plano de Lyot con $l = 2$.

Sin embargo si existe luz remanente en parte interna como consecuencia de una representación limitada de la información de fase con menores niveles de gris o si no se tiene una distribución uniformemente iluminada en el campo de entrada, se puede presentar filtración de luz a la PSF. El plano de Lyot permite evaluar mejor el resultado de la

convolución y entender las condiciones en las que la luz logra filtrarse, posibilitando una vista más directa del resultado de la convolución y su relación con la apertura de truncamiento.

Dada su relevancia para la investigación se propone un estudio de la distribución radial de energía para calcular las siguientes propiedades

- **Profundidad de vórticidad**: Para determinar la energía remanente en el interior de la distribución hasta el punto de corte de energía. Esto para estudiar la capacidad del OAM y según la apertura utilizada, para extraer la luz en eje.
- **Pico de intensidad**: Obtener la posición radial del corte energético y calcular la altura del pico de intensidad, para determinar la luz en el interior que puede truncarse según el tamaño de Lyot.
- **Ancho del perfil de luz**: Determinar las propiedades de construcción del corte de luz para estudiar la forma de truncamiento energético por la apertura de Lyot.

Estas propiedades pueden condensarse en una sola métrica al aplicar el mismo análisis radial que se efectúa en la PSF pero centrado en la comparación de las intensidades, de forma análoga a la métrica del **contraste de intensidades.** El entendimiento del comportamiento de Lyot posibilitará entender la relación entre la pupila difractada y la eficiencia de circulación de energía que logra un filtro, permitiendo asociar las limitaciones o requerimientos para el corte azimutal con la apertura de corte.

3.2 Metodología de Estudio

La metodología de estudio se plantea para estudiar el efecto de dos parámetros holográficos que describen la singularidad óptica. El primero es el **número de transiciones discretas de fase**, que como se discutió en la sección 2.2, define los valores posibles para representar el cambio del valor de la fase. como se visualiza en la figura 3.12.



Figura 3.12: Representación gráfica de la discretización de valores de fase de una máscara.

En términos del modulador define la cantidad de valores digitales para representar un valor en el frente de onda para un periodo máximo de 2π. Matemáticamente se puede plantear el **rango de valores de fase** presentes para una distribución holográfica como

$$\phi_n(N) \in \frac{2\pi}{2^n-1}\left\lfloor 0 : \frac{2^n-1}{(N-1)} : 2^n-1 \right\rceil, \tag{3.11}$$

donde n define la **profundidad de bits** y equivale a $n = 8$ para los moduladores disponibles, N define el número de transiciones posibles para un periodo de fase definido entre $[0, 2\pi]$. Dependiendo del número de posibles valores digitales para describir el cambio $\Delta\phi$ entre valores de fase, el comportamiento holográfico cambia. Para el estudio de los filtros se definen dos rangos de número de transiciones:

- $N = [2 : 1 : 10]$
- $N = [12, 32, 64, 128, 256]$.

En el primer rango se hace un barrido minucioso para estudiar los cambios más representativos en la construcción holográfica digital y establecer entre los posibles valores qué transiciones son más representativas en el comportamiento del filtrado. Estos valores iniciales son de gran importancia porque definen desde qué punto la vorticidad se puede construir efectivamente dentro del campo óptico.

El rango secundario se plantea de una forma menos fina por el comportamiento de saturación, en el que la vorticidad se constituye correctamente de forma holográfica con un número mínimo de transiciones de fase, por lo que un aumento en las N no genera una mejora representativa en la representación de la estructura de fase. El rango se establece para evaluar posibles mejoras en valores altos de N y para estudiar si repercuten positivamente para valores altos de cargas topológicas.

El segundo parámetro corresponde en evaluar la fuerza de la vorticidad en el filtrado de luz, al aumentar el número de ciclos rotacionales en la fase a través del parámetro l de la carga topológica, dada la relación directa en el aumento del OAM a mayor l para sacar luz y poderla filtrar en Lyot. Este parámetro se define para un rango de $l \in [1, 10]$ que permite estudiar el OAM hasta un punto máximo de simetría radial de la distribución de singularidades sobre el punto axial en $l = 10$. Adicionalmente, dada la limitación de muestreo de representar un número alto de singularidades en el punto focal, se propone el valor hasta 10 para tener una representación adecuada de esta estructura de fase.

Esta metodología se plantea para ser realizado para los dos moduladores espaciales de luz para interpretar cuáles son los parámetros holográficos de mejor respuesta para cada sistema de modulación. A partir de la inferencia de la configuración óptima, se plantea determinar qué tecnología es más eficiente para las aplicaciones coronográficas.

A partir de los dos parámetros mencionados, se construye un conjunto de máscaras de fase que actúan en el punto focal que se proyectan individualmente, lo que establece una matriz de variación de doble entrada construida para los dos rangos de N y con

todo el rango de l. Como ejemplo se presenta en la figura 3.13 las posibles máscaras para bajos niveles de transición $N \leq 10$ y cargas topológicas bajas $l \leq 4$.

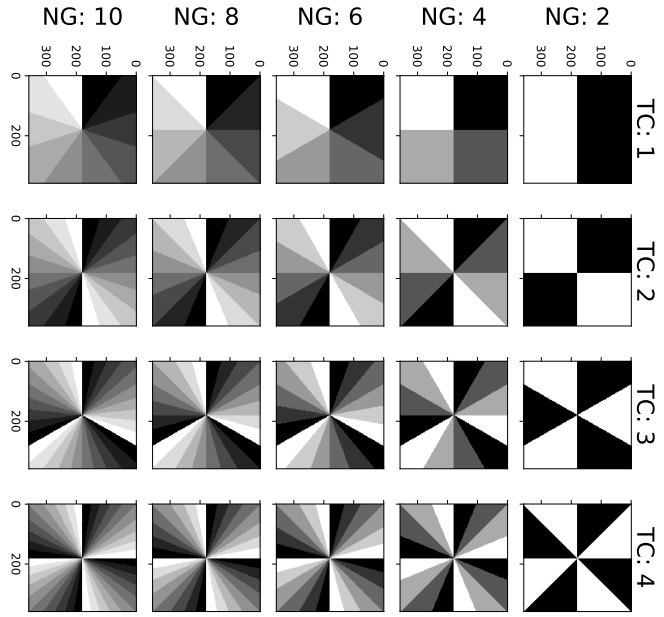


Figura 3.13: Matriz de análisis paramétrico en la generación de filtros focales.

Otra de las posibles características que se buscar estudiar es el corrimiento focal para el muestreo. Aunque no es una limitación para el PLUTO conforme el ***pixel pitch*** y el tamaño de *spot* discutido,para bajas cargas topológicas $l < 5$, representa una limitación para el sistema del $LC2002$ y por tanto una característica de estudio. La variación del corrimiento focal en proporción al aumento del muestreo, puede repercutir en el rendimiento coronográfico. Sin embargo para el estructuramiento de la herramienta de estudio, se definió caracterizar inicialmente los dos parámetros holográficos en ambas tecnologías.

El resultado coronográfico tras proyectar cada filtro se registra y es analizado con las diferentes métricas anteriormente discutidas. Para integrar el proceso de operación coronográfico, registro y procesamiento, se ha desarrollado un sistema robusto de operación y control del montaje. Algunas propiedades generales de este desarollo se describen a continuación.

El algoritmo se ha configurado como un sistema SISO (***Single Input Single Output***) que se plantea como un pipeline, o una estructura integrada de procesos funcionales que son secuenciales que es diseñado en la plataforma MATLAB, debido a las librerías de operación de alto nivel para las cámaras y gestión de monitores de Windows. El programa se integra por múltiples funciones desarrolladas que articulan todas las etapas del proceso, como se presenta en el esquema general del algoritmo en la figura 3.14.

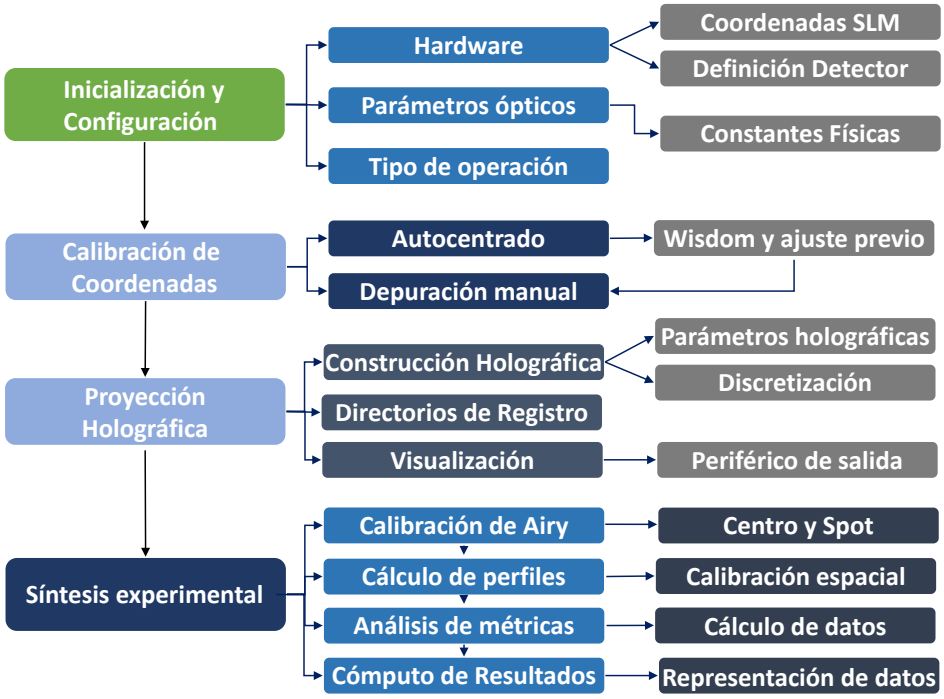


Figura 3.14: Estructura desarrollada del algoritmo de registro y procesamiento.

En la primera etapa de operación experimental, el sistema lee las características de resolución de los moduladores, para construir la base coordenada con que se representan los objetos holográficos. Asimismo se hacen los cálculos de escalamiento espacial para preservar la proporción de forma por el formato 16 : 9 que tiene el PLUTO o el 4 : 3 del LC2002, ajuste de pupila, definición de periféricos y se inicializan los objetos de captura gráfica para las cámaras de Imaging Source conectadas.

Junto con la inicialización de hardware, se leen los parámetros ópticos del sistema como distancias focales y constantes del experimento. De la misma manera se construyen dinámicamente los directorios de trabajo que definen el flujo de información saliente del experimento. El algoritmo es pensado para operarse desde diferentes momentos como el registro y análisis, solo registro o solo análisis, permitiendo leer la información previa almacenada de las etapas para reanudar un proceso anterior o ejecutar la secuencia entera, sin entrar en conflicto.

La segunda etapa parte de la calibración de la posición de la máscara, un proceso crítico por la alta sensibilidad de desalineación en la definición de los vórtices e incidencia en la capacidad de extinción por pérdida de la simetría radial. Para este proceso se propuso una subrutina automática de calibración de la máscara que busca posicionar el eje holográfico de la dislocación sobre el eje del haz. Por defecto la máscara es construida en referencia al centro del modulador, sin embargo el *spot* no incide directamente sobre este punto por las desalineaciones, ocasionando que ambos tengan centros desacoplados.

Como no hay una relación directa entre las coordenadas del detector, del haz y del

modulador, se plantea la posibilidad de tener *feedback* de la posición de la máscara al observar el plano de Lyot registrado mediante una cámara. El proposito es generar un estimulo desde el modulador hasta observar una respuesta conocida en intensidad que indique la alineación entre el *spot* y la máscara.

El diseño de este sistema se plantea para analizar las variaciones de intensidad en presencia de una estructura holográfica. El principio base se plantea al estudiar los cambios que induce la vórticidad vistas desde el plano de Lyot. Cuando un campo es ausente de singularidades, se tiene una distribución circular de luz del tamaño del campo incidente. Sin embargo, en presencia de la vorticidad, la región axial exhibe una pérdida de la energía en relación al estado inicial, como se presenta en la figura 3.15.

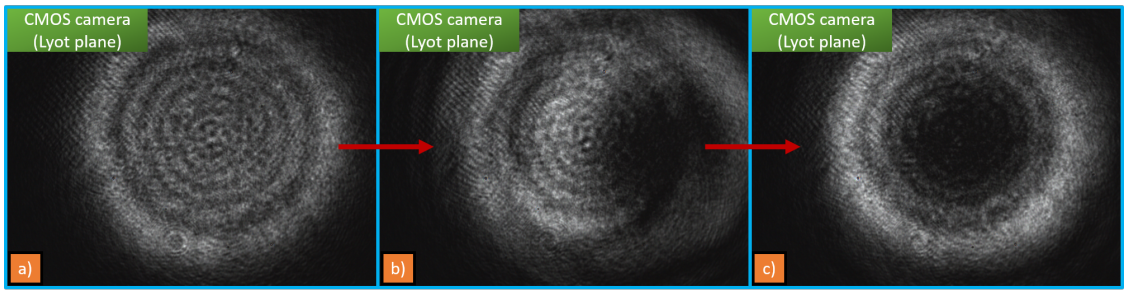


Figura 3.15: Ejemplificación del sistema de autocentrado propuesto para la calibración.

Está pérdida, se maximiza cuando se logra la coaxialidad entre los ejes del haz y de la dislocación. Una vórticidad entre más descentrada está, exhibe mayor energía axial y la señal tiende a ser a como era antes sin el filtro. Si es posible medir cuánto cambia la energía sin vórtice a con vórtice, es posible rastrear cuán cerca se encuentra la dislocación del eje del haz. A partir del registro constante de las variaciones de intensidad inducidas al desplazar la máscara, se genera un estimativo de proximidad en lazo abierto. El funcionamiento propuesto se presenta en el esquema de la figura 3.16.

El diseño de esa funcionalidad se piensa para recorrer todo el espacio del modulador, puesto que de forma a priori se desconoce la posición inicial del haz visto por el detector. Esencialmente se busca recorrer de forma eficiente la pantalla hasta tantear un grado de proximidad hasta encontrar el centro y establecer unas coordenadas referenciadas al eje del haz.

Se realiza un registro de comparación en ausencia de la máscara y se proyecta Una máscara helicoidal de $l = 10$ es proyectada al centro del modulador, ya que induce el mayor OAM. La máscara es presentada nuevamente con *offset* del origen utilizando un paso de movimiento a través del operador de **corrimiento matricial** `circshift` y se registra la intensidad. Se realiza un promedio radial del perfil transversal, como se plantea en la ecuación (3.5) de ambas intensidades, donde se compara de forma relativa la diferencia entre la referencia sin máscara y el registro actual con la máscara desplazada. Si no hay un cambio representativo de intensidad, se sigue desplazando la proyección hasta que finalicen los ciclos de búsqueda o se presente una posible variación. Estas propiedades del cálculo se detallan a continuación

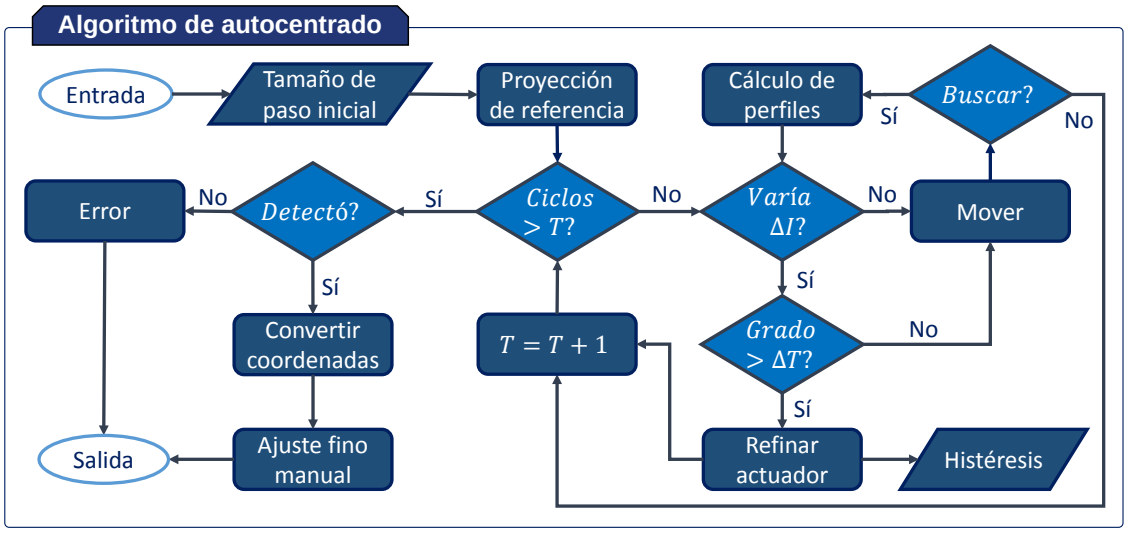


Figura 3.16: Estructura lógica del algoritmo de autocentrado propuesto.

Dada las posibles fluctuaciones en la distribución un promedio radial permite mitigar cambios abruptos y mantener información de toda la distribución, asimismo se reduce el problema a una sola dimensión. El cambio radial inducido ante la referencia por una función de respuesta de filtro focal $h_c(\alpha,\beta)$ centrada en las coordenadas (ν,μ), es descrito matemáticamente, para una iteración k-ésima, como

$$\langle \Delta I\rangle_k(\rho) = \left\langle \left|U_0(\rho)\right|^2 \right\rangle_\rho - \left\langle \left|U_0(\rho) * h_c(\alpha-\nu_k,\beta-\mu_k)\right|^2 \right\rangle_\rho . \tag{3.12}$$

Esta relación se utiliza como la función de detección inicial que describe la diferencia entre la distribución radial promedia referencial respecto a la distribución radial afectada por el vórtice. Para establecer una proporción del cambio se calcula el cambio relativo en razón de la referencia obteniendo la forma

$$\langle \Delta I\rangle_k^R = \frac{\langle \Delta I\rangle_k(\rho)}{\left\langle \left|U_0(\rho)\right|^2 \right\rangle_\rho}. \tag{3.13}$$

Como ejemplo de esto, se presenta un registro de intensidades en la figura 3.17.

Cuando un vórtice no induce cambio en las coordenadas desplazadas, la convolución retorna una función similar a la referencia, generando que la detección $\langle \Delta I\rangle_k^R \approx 0$. En presencia de la dislocación, el cambio se maximiza, donde en la región axial la vorticidad genera un valor bajo de intensidad, mientras que la referencia es alta. Justo esto genera en la diferencia relativa un cambio alrededor del doble de la altura de intensidad $\langle \Delta I\rangle_k^R \approx 0.8$. Cuando se obtiene las coordenadas de desplazamiento (ν,μ) que generan un valor $\langle \Delta I\rangle_k^R$ tendiente a 1 de forma constante en el interior del vórtice, se puede definir que el filtro está centrado.

En los casos de que el vórtice este fuera de eje o hayan fluctuaciones difractivas este

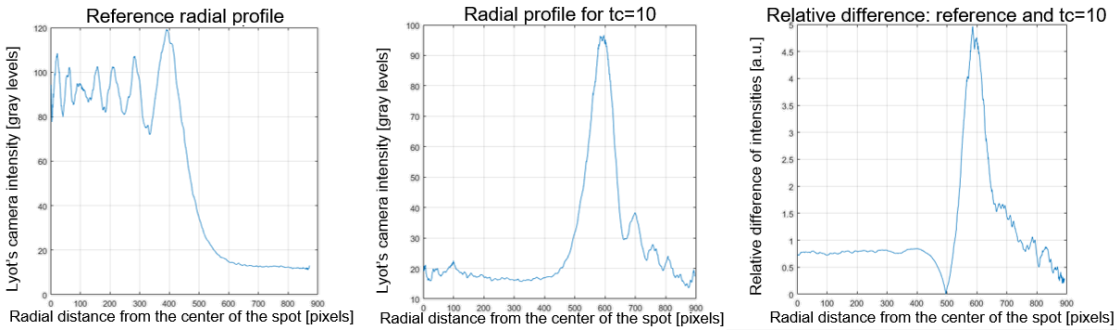


Figura 3.17: Tipos de Intensidades radiales procedas por el sistema de autocentrado.

valor será menor y se seguirá proponiendo nuevas coordenadas. El objetivo del algoritmo es encontrar (ν, μ) tal que $\langle \Delta I \rangle_k^R (\rho) \to 1$.

Debido a las fluctuaciones en el borde de la máscara mientras se desplaza, puede inducir variaciones que aparentan el efecto del vórtice al sacar luz fuera del centro. Como una forma de mitigar estas falsas indicaciones, se evalúa una condición entre ciclos. Si un vórtice está presente cerca al eje, para las coordenadas actuales y pasadas de dos ciclos consecutivos, debe mantenerse una similitud entre las fluctuaciones $\langle \Delta I \rangle_k^R$ y $\langle \Delta I \rangle_{k-1}^R$ registradas. Pero si es solo un cambio súbito que no está presente en las dos iteraciones, entonces es una fluctuación no persistente y por ende se puede descartar. Para establecer un valor de mérito, se calcula un promedio de estas diferencias a un rango especifico radial $[\rho_a, \rho_b]$ para evitar incluir puntos de mayor dispersión como el origen. Este cambio entre ciclos de registro puede entonces definirse como

$$\Delta T = \sum_{\rho=\rho_a}^{\rho_b} \left| \langle \Delta I \rangle_k^R (\rho) - \langle \Delta I \rangle_{k-1}^R (\rho) \right|, \tag{3.14}$$

permitiendo evaluar la similitud entre mediciones, lo que permite establecer una tolerancia τ para determinar si el cambio es persistente y se aproxima la dislocación al *spot*, o si es un cambio esporádico en el desplazamiento del filtro. El criterio se establece como

$$\text{check}(k) = \begin{cases} 1 & \Delta T \geq \tau \\ 0 & \Delta T < \tau. \end{cases} \tag{3.15}$$

En el caso de una variación representativa se realiza un ajuste motriz al comportamiento del desplazamiento, refinando el área de búsqueda del tamaño de la pantalla del modulador a una región cercana en donde se encontró la variación. Asimismo se refina el paso de movimiento y la tolerancia τ agudiza para evitar caer en cambios fortuitos difractivos mientras se aproxima la máscara. Si no hay cambio representativo, se mantiene el mismo criterio de búsqueda simple. Este proceso es iterativo por un número de T ciclos de refinación que se cumplen hasta llegar al centro del *spot* o hasta establecer que no se pudo alinear.

Dado el requerimiento de hacer coincidir un *spot* de 15 μm que abarca 4 píxeles sobre

el eje de la dislocación, también se desarrollo un centrado manual fino con una carga menor de $l = 2$, que se ejecuta tras el proceso anterior, para encontrar en resolución de píxel a píxel el centro del haz con el de la dislocación. Las coordenadas de este punto hallado se traducen a coordenadas centrales de cuatro cuadrantes y se calculan las máscaras para el experimento. Este proceso genera un *wisdom* o registro previo de coordenadas para evitar la re-calibración en cada ejecución.

Tras el proceso de calibración se procede con la etapa experimental donde se ajustan las máscaras al nuevo centro, y se continúa con la proyección secuencial en el modulador. La cámara es ajustada manualmente con el punto focal sin filtrado en la PSF para abarcar el rango total del histograma de intensidad sin llegar a la saturación y se fijan las exposiciones y ganancias, de forma que se fija una misma escala de intensidad para el experimento, lo que establece que las únicas variaciones de intensidad correspondan a los efectos del filtrado focal con el modulador. Las FPS se ajustan a 10 cuadros para evitar saturar el BUS de conexión al computador y así mismo, para promediar las fluctuaciones asociadas a las oscilaciones del cristal líquido. La secuencia de máscaras se proyecta y se etiquetan las intensidades registradas con los respectivos parámetros utilizados.

Los datos son almacenados gráficamente en formato `.bmp` y se guarda el workspace con la información del registro para la etapa de análisis. La información es procesada en un sistema automático que recibe el conjunto de intensidades registradas o simuladas para calcular todas las propiedades y métricas propuestas. Los resultados son organizados y representados gráficamente para su análisis.

Continuando la línea de trabajo, los resultados experimentales serán comparados al simular los procesos coronográficos, para obtener las intensidades ideales y procesarlas bajo las misma metodología y métricas. Los resultados y características que se obtienen permiten discutir aspectos de las limitaciones del modelo ideal en factores como el muestreo y difracción, al igual que posibilita estudiar el comportamiento del filtro con otro tipo de aperturas. El punto de comparación se propone en la congruencia para establecer qué configuración coronográfica es la más eficiente. Algunos de los resultados se discuten hacia la parte final de este documento.

3.3 Simulaciones coronográficas FFT

La simulación del proceso coronográfico se establece, para la primera etapa de estudio métrico, esencialmente a partir del análisis de punto focal. Este estudio se plantea en parte para el estudio conceptual de los procesos de coronografía digital, con la posibilidad de generar observaciones en el objeto de estudio para entender los efectos inducidos con los filtros focales.

La simulación departe de uno de los desarrollos propuestos por Andrés Izquierdo del

grupo de óptica y fotónica de la Universidad de Antioquia, basado en la propagación de punto focal, acorde las propiedades de transformación de las lentes del correlador.

El algoritmo, y conforme las propiedades vistas en el capítulo 2, la respuesta de transformación de campo coherente con una lente a la distancia focal, se traduce directamente en una transformada escalada de Fourier para representar los puntos focales. La implementación se propone de forma secuencial para establecer la **simulación del problema coronográfico** como una cadena de tres transformaciones espectrales que representan diferentes puntos del espacio, de forma generalizad definida como

$$U_3(x_3,y_3) = \mathcal{F}\{U_2(x_2,y_2)\cdot \mathrm{circ}(x_2,y_2)\} = \mathcal{F}\{\mathcal{F}\{\mathcal{F}\{U_0(x_0,y_0)\}\cdot H_c\}\cdot \mathrm{circ}(x_2,y_2)\}. \quad (3.16)$$

Por lo que las propagaciones se representan como una cadena de planos de la forma:

- **Plano Focal =** $U_1 = \mathrm{FFT}\{U_0\}$
- **Plano de Lyot =** $U_2 = \mathrm{FFT}\{U_1 \cdot H_c\}$
- **Plano de PSF =** $U_3 = \mathrm{FFT}\{U_2 \cdot \mathrm{circ}(x_2,y_2)\}$

siendo el operador FFT una transformación discreta basada en la DFT que satisface

$$F\left(\frac{\alpha}{L_x\delta_x},\frac{\beta}{L_y\delta_y}\right) = \delta_x\delta_y \sum_{p=0}^{L_x-1}\sum_{q=0}^{L_y-1} f\left(p\delta_x, q\delta_y\right)\exp[-2\pi \mathrm{i}\left(\frac{\alpha p}{L_x}+\frac{\beta q}{L_y}\right)] \quad (3.17)$$

donde δ_x y δ_y son el periodo de muestreo, L_x y L_y son las longitudes de las señales. Mediante una implementación de la **transformación discreta de Fourier** (DTF) es posible su representación computacional, bajo las condiciones suficientes de muestreo del espacio recíproco. El uso de librerías para la FFT, permite un cómputo más eficiente, como se discutirá posteriormente.

La implementación computacional se plantea para la plataforma de **python**, donde las implementaciones algorítmicas del DFT disponibles se basan en las rutinas del FFTPACK y el FFTW. Para un calculo óptimo se opta por el FFTW, en conjunto con una estrategia de pre-alocalización de las diferentes variaciones de filtro en cada una de los planos f del sistema.

La alocalización computacional se plantea acorde el apilamiento de la información, a partir de un índice lineal que contiene el cambio de los parámetros de la carga topológica y el nivel de gris, el cual es definido como

$$i = i_l + N\cdot(i_N - 1). \quad (3.18)$$

Los dos parámetros de carga topológica y nivel de discretización generan dos índices que establecen un formato de notación rectangular de tipo subindice. Esto establece una función de intensidad multivariable cuatridimensional de la forma $I(x,y,l,N)$. Para construir el volumen, se propone el formato de indexación lineal para construir una

función multivariable tridimensional, al unificar el rótulo rectangular de subindice i_l, i_N en un rótulo unidimensional, como se presenta en la figura 3.18.

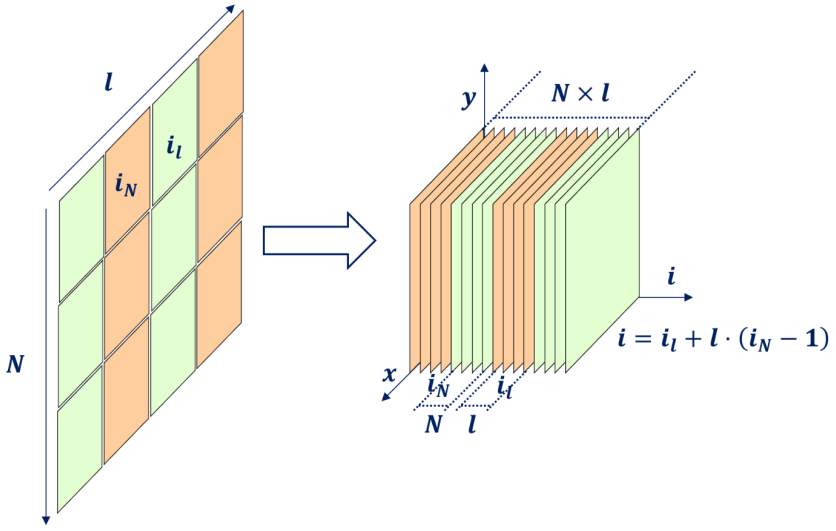


Figura 3.18: Estructura hipermatricial adoptada para la organización y procesamiento.

donde el indice l describe el aumento lineal de la carga topológica y el indice N describe el aumento del nivel de gris. Con este diseño del programa se logra el cálculo de las diferentes soluciones numéricas para cada posible configuración, de forma que se puede evaluar la desviación con el comportamiento analítico. Una comparación de los modelos para un filtro de $l = 2$, se presenta en la figura 3.19.

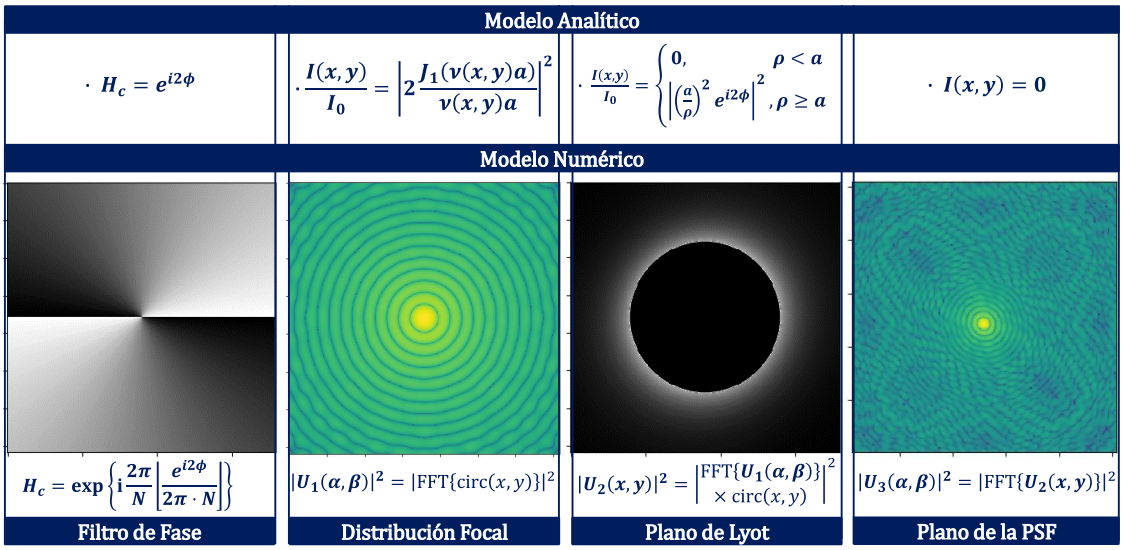


Figura 3.19: Comparación de la solución con $l = 2$ entre el modelo analítico y numérico.

Con la simulación se pone a prueba la metodología de estudio propuesta y se construye un conjunto de distribuciones de intensidad asociada a cada uno de los rangos de análisis. El sistema óptico y propiedades de la simulación se presenta en la tabla3.1.

Parámetro	**Valor**
Muestras	1024×1024 píxeles
Ventana espacial	50.8 mm
Densidad de muestras	≈ 0.05 mm/pix
Tipo de muestreo	Constante entre planos
longitud de onda	632.8 nm
Diámetro de fuente	3 mm
Apertura de Lyot	3 mm
Rango de Cargas	[1–10]
Rango menor de niveles	[2–10]
Rango Mayor de niveles	[12,16,24,32,64,128,256]
Registros de PSF	160
Registros de Lyot	160
Escala de intensidad	lineal/logarítmica

Tabla 3.1: Parámetros de simulación coronográfica con FFT.

El estudio a partir de estas simulaciones permite representar el comportamiento coronográfico ideal de una distribución uniformemente iluminada. Su objetivo es entender los efectos de la discretización y tipo de carga topológica en la distribución de punto focal del sistema, para una de pupila de tipo circular, la cual es particularmente utilizada en astronomía por la respuesta difractiva (sin obscurecimiento) generada por las aperturas de los telescopios, y que es de interés entender por la naturaleza nativa de la coronográfia en los estudios en la astronomía.

La limitación digital de la representación de la información simulada es establecida por el *aliasing* o la capacidad de síntesis espectral por ancho finito de información espacial con el que se pueden convolucionar las señales discreta, tales como el ancho efectivo de la DFT y las réplicas espectrales. La capacidad de representación digital estará condicionada según el criterio de Nyquist. Este tiene una alta incidencia en el diseño de sistemas de propagación, como se discutirá en detalle posteriormente en el segundo proceso de simulación.

Cada intensidad de punto focal es analizada con las métricas propuestas para generar información de inferencia. El análisis final de cada categoría se condensa en las gráficas de mayor complejidad: LogRMS y *Power supression*, los cuales brindan una síntesis del resto de la información, al ser directamente integradas mediante promedios, para establecer una forma efectiva del comportamiento.

Para el análisis se puede seleccionar la intensidad radial mediante un perfil en una dirección o a través del promedio azimutal. Para poder incluir el comportamiento asimétrico que se genera y tener una representación efectiva del filtrado se utiliza el análisis en promedio radial.

Los resultados de la primera simulación representan el comportamiento ideal de un

coronógrafo de vórtices ópticos astronómico donde las condiciones del frente de onda están al límite de difracción y la principal limitación es el posicionamiento del eje de la dislocación sobre el eje del haz.

3.4 Simulaciones con Espectro Angular

Con el análisis previo se ha estudiado el comportamiento coronográfico en un sistema ideal al límite de difracción con una apertura circular uniforme, lo que ha permitido estudiar las características de un sistema coronográfico astronómico de vórtices ópticos que simula una entrada telescópica sin estructuras de soporte y que utiliza únicamente planos focales representados por transformaciones de Fourier discretas. En este se ha visualizado y discutido las características de la metodología con el estudio propuesto.

La segunda parte de las simulaciones se plantea para estudiar el filtrado coronográfico con diferentes distribuciones focales producidas por los corrimientos focales inducidos para incrementar el punto focal y por ende el muestreo. Esta simulación permite estudiar los efectos sobre la extinción coronográfica, al cambiar el plano de filtrado y por ende la función de iluminación incidente en el modulador.

El **propagador de espectro angular** plantea el concepto de propagar la información de un objeto desde el espacio recíproco, por lo cual no presenta una limitación de *aliasing* desde la construcción de la función de transferencia para muestrear la fase espacialmente, sino en la determinación de cuál es la frecuencia mínima que se puede representar de un objeto en el plano de observación. Esta relación plantea la distancia en términos de frecuencias locales a través de los cosenos directores de las componentes $\vec{k}\cdot\vec{r}$ espaciales, lo que cambia las condiciones de muestreo de distancia a limite de banda de la información en el espacio recíproco, situación que posibilita utilizar una técnica de procesamiento de señales que se discutirá más adelante.

Directamente, la técnica del espectro angular plantea el formalismo[65] de la ecuación (3.19)

$$U_1(x,y,z) = \iint_{-\infty}^{\infty} A_0(f_x,f_y,0)\cdot\exp\left[\mathrm{i}kz\sqrt{1-(\lambda f_x)^2-(\lambda f_y)^2}\right] \times \exp\left[\mathrm{i}2\pi\left(f_x\cdot x + f_y\cdot y\right)\right]\mathrm{d}f_x\mathrm{d}f_y, \tag{3.19}$$

la cual describe que una perturbación de un campo óptico es el resultado de la síntesis espectral de sus frecuencias en el plano objeto $z=0$ propagadas por la componente del vector de onda k_z a la distancia z, como consecuencia de una solución de la ecuación de Helmholtz. Esta ecuación (3.19) satisface que los ángulos α, β y γ de los cosenos

directores son representados por las frecuencias f_x y f_y respectivas como

$$\alpha = \lambda f_x, \quad \beta = \lambda f_y, \quad \gamma = \sqrt{1-(\lambda f_x)^2-\left(\lambda f_y\right)^2}. \tag{3.20}$$

Esta representación puede interpretarse también como la convolución de un filtro lineal espectral con la señal óptica $U_1(x,y,z)$, que indica que la información que llega al plano de observación z es la versión inicial de la señal en $z=0$ filtrada por la banda límite de los cosenos directores (la proyección angular sin ondas evanescentes determinada por la función de transferencia $H_A\left(f_x,f_y;z\right)$) a este plano, y que puede plantearse como

$$U_1(x,y,z) = U_0(x,y,0) * h_A(a,b,z) \quad | \quad h_A(a,b;z) = \mathcal{F}^{-1}\left\{H_A\left(f_x,f_y;z\right)\right\}, \tag{3.21}$$

$$H_A\left(f_x,f_y;z\right) = \exp\left[\mathrm{i}kz\sqrt{1-(\lambda f_x)^2-\left(\lambda f_y\right)^2}\right] \approx \exp[ik_z\cdot z]. \tag{3.22}$$

Esta técnica sin embargo presenta restricciones de ***aliasing*** y dispersión de fase con la distancia, pero su forma en el espacio recíproco, posibilita utilizar una técnica de procesamiento que permite una mejor representación de esta función. Con la descripción del propagador, se discute algunas condiciones de propagación.

El incremento del tamaño de apertura requiere una mayor distancia de propagación en el vacío para generar una distribución de punto focal. La relación entre la apertura y la distancia se establece a través del número de Fresnel. Con el incremento de la distancia de propagación se acondiciona la distancia máxima o la apertura máxima representable en el espectro angular a través de una solución numérica de la propagación del vacío.

Propagadores basados en funciones espectrales tendrán más limitaciones de propagación a distancias largas debido al *aliasing* de la función de fase y por lo cual conlleva a una representación limitada del campo óptico. Las funciones espaciales tienen mejor representación a mayor distancia por la reducción de la **proyección angular** y por ende un **ancho de banda** de información más compacto que puede representarse.

Sin embargo, el balance entre el tamaño de campo, la distancia de observación y la extención de la fuente permiten establecer las condiciones óptimas de propagación, minimizando el efecto del *aliasing*. El modelo que se plantea de propagación, define el siguiente proceso en serie para representar el **sistema coronográfico**:

- **Plano de iluminación:** $U_1(x_1,y_1) = \mathrm{circ}(x_1,y_1;\rho_1)\cdot\exp\left[\mathrm{i}\left(\phi_1(x_1,y_1)\right)\right]$
- **Plano incidente a L1 - 1F:** $U_2(x_2,y_2) = \mathcal{F}^{-1}\left\{\mathcal{F}\{U_1(x_1,y_1)\}\cdot H_A\left(f_x,f_y;f_1\right)\right\}$
- **Plano de L1:** $U_3(x_2,y_2) = P_{L1}(x_2,y_2)\cdot U_2(x_2,y_2)\cdot\exp\left[-\mathrm{i}\frac{k}{2f_1}\cdot\left(x_2^2+y_2^2\right)\right]$
- **Plano focal - 2F:** $U_4(x_3,y_3) = \mathcal{F}^{-1}\left\{\mathcal{F}\{U_3(x_2,y_2)\}\cdot H_A\left(f_x,f_y;f_1\right)\right\}\cdot H_c(x_3,y_3)$
- **Plano posfocal a L2 - 3F:** $U_5(x_4,y_4) = \mathcal{F}^{-1}\left\{\mathcal{F}\{U_4(x_3,y_3)\}\cdot H_A\left(f_x,f_y;f_2\right)\right\}$

- **Plano de L2:** $U_6(x_4,y_4) = P_{L2}(x_4,y_4)\cdot U_5(x_4,y_4)\cdot \exp\left[-\mathrm{i}\frac{k}{2f_2}\cdot\left(x_4^2+y_4^2\right)\right]$
- **Plano de Lyot - 4F:** $U_7(x_5,y_5) = \mathcal{F}^{-1}\left\{\mathcal{F}\{U_6(x_4,y_4)\}\cdot H_A\left(f_x,f_y;f_2\right)\right\}$
- **Plano truncado de Lyot:** $U_8(x_5,y_5) = P_{Lyot}(x_5,y_5)\cdot U_7(x_5,y_5)$
- **Plano divergente a L3:** $U_9(x_6,y_6) = \mathcal{F}^{-1}\left\{\mathcal{F}\{U_8(x_5,y_5)\}\cdot H_A\left(f_x,f_y;f_3\right)\right\}$
- **Plano de L3:** $U_{10}(x_6,y_6) = P_{L3}(x_6,y_6)\cdot U_9(x_6,y_6)\cdot \exp\left[-\mathrm{i}\frac{k}{2f_3}\cdot\left(x_6^2+y_6^2\right)\right]$
- **Plano de la PSF:** $U_{11}(x_7,y_7) = \mathcal{F}^{-1}\left\{\mathcal{F}\{U_{10}(x_6,y_6)\}\cdot H_A\left(f_x,f_y;f_3\right)\right\}$

La secuencia define una primera propagación con el ***kernel*** del espectro angular con fase convergente, o propagación *Outside-Inside*, con la información de la lente, que indica que pasa de tener una fase convergente a una fase que tiende a ser plana hasta el primer plano focal. En esta simulación se mantiene la mayoría de los parámetros del análisis previo de campo lejano, pero se agregan nuevas variables, como se presentan en la tabla 3.2.

Parámetro	**Valor**
Muestras	1024×1024 píxeles
Ventana espacial	50.8 mm
Densidad de muestras	≈ 0.05 mm/pix
Tipo de muestreo	Constante entre planos
longitud de onda	632.8 nm
Diámetro de fuente	3 mm
Apertura de Lyot	3 mm
Focal f_1	2 m
Focal f_2	2 m
Focal f_3	2 m
Corrimiento focal	$\delta_f = 0$ m
Diámetro de lentes	25.4 mm
Polinomios de Zernike	10
Coeficientes de Aberración	$0\,\lambda$
Rango de Cargas	[1–10]
Rango menor de niveles	[2–10]
Rango Mayor de niveles	[12,16,24,32,64,128,256]
Registros de PSF	160
Registros de Lyot	160
Escala de intensidad	lineal/logarítmica

Tabla 3.2: Parámetros de simulación coronográfica con Espectro Angular.

En el caso de existir un corrimiento focal $\Delta f = f_1 - \delta_f$ se genera una **propagación** intermedia *Inside-Plane* en donde se multiplica con la información de fase del filtro y se le agrega el error de frente de onda. Para el caso de estudio no se consideran aberraciones y por ende la función $W(x_4, y_4) = 0$.

En el plano focal se tiene una referencia *Plane-Plane* donde se invierte la dirección del propagador con una referencia *Inside-Outisde* y se procede con la propagación a la distancia de f_2 de la segunda lente. En este punto la fase se vuelve plana. La propagación entre la lente 2 y la apertura de Lyot se realiza al agregar una fase geométrica en el vacío con la distancia focal f_2, a lo que corresponde a una referencia *Plane-Plane* hasta la apertura de Lyot que produce un truncamiento en amplitud. De forma análoga, se mantiene la referencia *Plane-Plane* donde se agrega una fase geométrica de f_3.

Al llegar a la tercera lente se cambia la referencia a *Outside-Inside* donde se agrega la fase de la lente al campo y se propaga hasta la longitud focal f_3 que describe la distribución de la PSF. El proceso se itera nuevamente tras actualizar los parámetros del nuevo filtro $H_c(x, y; l; n)$, registrando tanto el plano de Lyot como el plano de la PSF. En la figura 3.20 se presenta los diferentes planos obtenidos con el propagador para $TC = 3$, $GL = 4$.

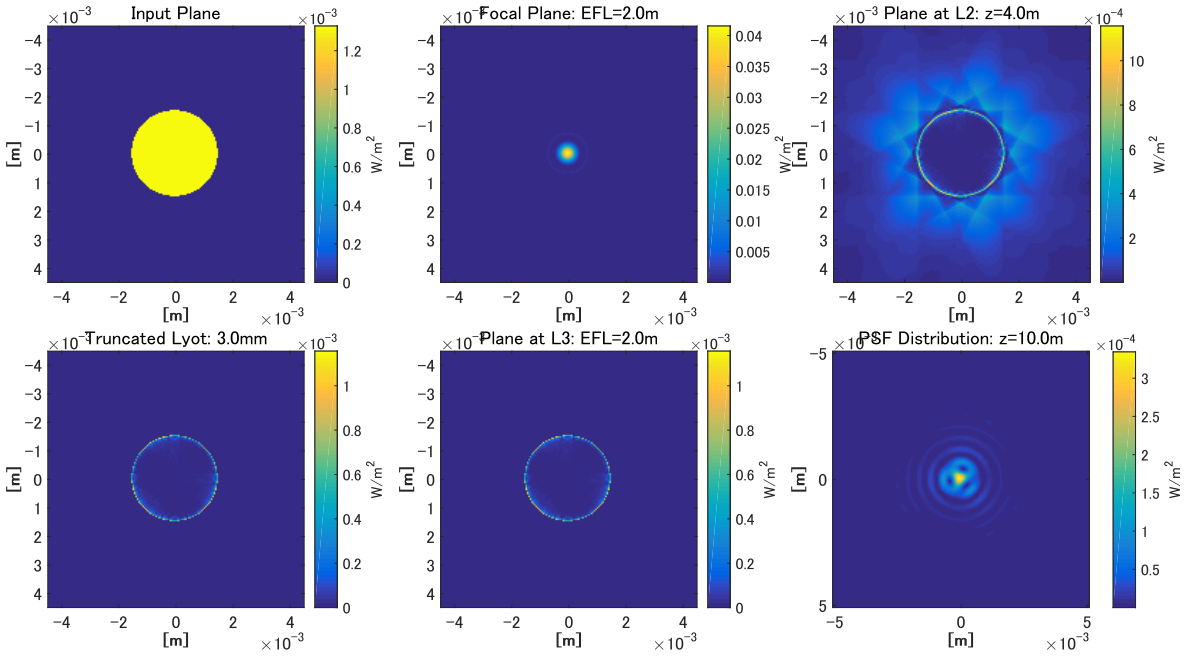


Figura 3.20: Intensidades coronográficas con la propagación de espectro angular.

Tras la definición de la fuente de información coronográfica experimental y simulada, las métricas y propiedades de estudio, junto con la metodología de evaluación de los filtros, se procede entonces al análisis científico de los datos. Para este estudio se utilizarán ocho bancos experimentales y ocho simulados que contienen tanto la PSF como el respectivo campo de Lyot. El análisis de los diferentes comportamientos encontrados se discute entonces en la segunda parte de este trabajo, que inicia en el capítulo 4.

REFERENCIAS DEL CAPÍTULO 3

[20] G. A. Swartzlander Jr. The optical vortex coronagraph. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 11(9):094022, 2009. DOI: 10.1088/1464-4258/11/9/094022 (vid. págs. 36, 52, 91).

[31] G. Ruane, D. Mawet, B. Mennesson, J. B. Jewell y S. B. Shaklan. Vortex coronagraphs for the habitable exoplanet imaging mission concept: theoretical performance and telescope requirements. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 4(1):015004, 2018 (vid. págs. 37, 91).

[60] A. E. Riggs, G. Ruane, E. Sidick, C. Coker, B. D. Kern y S. B. Shaklan. Fast linearized coronagraph optimizer (falco) i: a software toolbox for rapid coronagraphic design and wavefront correction. En *Space Telescopes and Instrumentation 2018: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, vol. 10698, pág. 106982V. International Society for Optics y Photonics, 2018 (vid. pág. 81).

[61] J. E. Krist. End-to-end numerical modeling of afta coronagraphs. En *Space Telescopes and Instrumentation 2014: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, vol. 9143, pág. 91430V. International Society for Optics y Photonics, 2014 (vid. pág. 81).

[62] J. Trauger, B. Gordon, J. Krist y D. Moody. Hybrid lyot coronagraph for wfirst-afta: coronagraph design and performance metrics. En *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets VII*, vol. 9605, 96050N. International Society for Optics y Photonics, 2015 (vid. pág. 81).

[63] B. Carlomagno, O. Absil, M. Kenworthy, G. Ruane, C. U. Keller, G. Otten, M. Feldt, S. Hippler, E. Huby, D. Mawet y col. End-to-end simulations of the e-elt/metis coronagraphs. En *Adaptive Optics Systems V*, vol. 9909, pág. 990973. International Society for Optics y Photonics, 2016 (vid. pág. 81).

[64] J. Krist. Proper. an optical propagation library for idl, 2008 (vid. pág. 81).

[65] J. D. Gaskill. En *Linear Systems,Fourier Transforms, and Optics*. John Wiley & Sons, 1978. Cap. 10: The Propagation and Diffraction of Optical Wave Fields. - Plane-Wave Spectrum, págs. 357-359. ISBN: 0-471-29288-5 (vid. págs. 81, 104).

[66] M. Frigo y S. Johnson. FFTW: an adaptive software architecture for the FFT. En *Proc. 1998 IEEE Intl. Conf. Acoustics Speech and Signal Processing*, vol. 3, págs. 1381-1384. IEEE, 1998. URL: http://www.fftw.org (vid. pág. 81).

[67] J. Schneider, A. Boccaletti, D. Mawet, P. Baudoz, J.-L. Beuzit, R. Doyon, M. Marley, D. Stam, G. Tinetti, W. Traub y col. Super earth explorer: a coronagraphic off-axis space telescope. *Experimental Astronomy*, 23(1):357-377, 2009 (vid. pág. 88).

[68] C.-C. Liu, D.-Q. Ren, Y.-T. Zhu y J.-P. Dou. Design and experimental test of an optical vortex coronagraph. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 17(6):060, 2017 (vid. pág. 88).

[69] D. Mawet, P. Riaud, J. Baudrand, P. Baudoz, A. Boccaletti, O. Dupuis y D. Rouan. The four-quadrant phase-mask coronagraph: white light laboratory results with an achromatic device. *Astronomy & Astrophysics*, 448(2):801-808, 2006 (vid. pág. 88).

[70] C. Delacroix, O. Absil, P. Forsberg, D. Mawet, V. Christiaens, M. Karlsson, A. Boccaletti, P. Baudoz, M. Kuittinen, I. Vartiainen y col. Laboratory demonstration of a mid-infrared agpm vector vortex coronagraph. *Astronomy & Astrophysics*, 553:A98, 2013 (vid. pág. 88).

[71] G. Ruane, J. Jewell, D. Mawet, L. Pueyo y S. Shaklan. Apodized vortex coronagraph designs for segmented aperture telescopes. En *Advances in Optical and Mechanical Technologies for Telescopes and Instrumentation II*, vol. 9912, pág. 99122L. International Society for Optics y Photonics, 2016 (vid. pág. 88).

[72] G. Ruane, D. Mawet, J. Jewell y S. Shaklan. Performance and sensitivity of vortex coronagraphs on segmented space telescopes. En S. Shaklan, edición, *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets VIII*, vol. 10400, págs. 140-155. International Society for Optics y Photonics, SPIE, 2017. DOI: 10.1117/12.2274508. URL: https://doi.org/10.1117/12.2274508 (vid. pág. 88).

[73] P. Thirupathi. Encircled energy factor in impulse response functions of optical systems with first-order parabolic filters. *Advances in Applied Science Research*, 3(6):3935-3943, 2012. URL: http://www.imedpub.com/articles/encircled-energy-factor-in-impulse-response-functions-of-optical-systems-withfirstorder-parabolic-filters.pdf (vid. pág. 89).

[74] M. T. O'Connell. Point spread functions. URL: http://web.ipac.caltech.edu/staff/fmasci/home/astro_refs/PSFtheory.pdf (vid. pág. 89).

[75] O. Guyon. High performance coronagraphy for direct imaging of exoplanets. En *EPJ Web of Conferences*, vol. 16, pág. 03001. EDP Sciences, 2011 (vid. pág. 90).

[76] G. J. Ruane, M. R. Dennis y G. A. Swartzlander. Zernike amplitude pupil apodization for vortex coronagraphy with obscured apertures. *arXiv:1412.8731 pre+print*, 2014 (vid. pág. 90).

Parte II

II Análisis de Campos Coronográficos

CAPÍTULO 4

RESULTADOS DE LA SIMULACIÓN

4.1. Intensidades en la pupila de Lyot 113
4.2. Intensidades en el plano de la PSF 128
4.3. Efectos de la iluminación gaussiana 148

Objetivos del Capítulo

- Presentar los resultados simulados.
- Analizar la relación de Lyot y PSF
- Evaluar el rendimiento de las configuraciones.
- Discutir los efectos de la iluminación.
- Definir una configuración óptima.

Conceptos Clave

- **Apertura de Lyot**
- **Extinción de luz**
- **Fracción energética**
- **Fuga estelar**

El **análisis coronográfico** se estructura para observar el comportamiento global de las intensidades, a través de la visualización de todas las distribuciones generadas, lo que permite discutir propiedades generales, y después se incluye un análisis métrico que detalla el comportamiento de los efectos de los parámetros.

La discusión se plantea desde la perspectiva del plano de Lyot y se llega hasta la PSF, para establecer el recorrido completo del proceso de filtrado. La información de cada banco se divide en dos grupos, entre los bajos niveles de gris, que evalúan los cambios inducidos por la **discretización**, y permiten determinar un desempeño base de la máscara, y entre los altos niveles de gris, los cuales evalúan un posible punto asintótico donde no haya una contribución representativa al aumentar los niveles de fase.

En este capítulo se realiza el análisis de la información simulada donde se evalúa el efecto de dos tipos de **campos incidentes de iluminación**. El primero corresponde a una distribución uniforme, y el segundo a una distribución gaussiana. El objetivo es observar el efecto en puntos extremos entre una iluminación uniforme y otra apodizada, para entender cómo se afecta la definición del perfil de intensidad en el plano de Lyot y cómo logra afectar diferentes propiedades del campo incidente en el rendimiento del coronógrafo de vórtices. La información simulada en este capitulo es obtenida a través de las propagaciones con el espectro angular. Después de corroborar la congruencia entre las distribuciones de campo lejano con ambos métodos, se utiliza el espectro angular en el análisis, debido a que permite una representación mejor de la estructura de la fase.

4.1 Intensidades en la pupila de Lyot

La figura 4.1 presenta las intensidades en escala decibel, para el primer grupo de niveles de gris y las primeras cinco cargas topológicas. La escala espacial se presenta en a/ρ, donde un valor unitario ($\rho = a$) indica la distancia radial a la apertura de entrada.

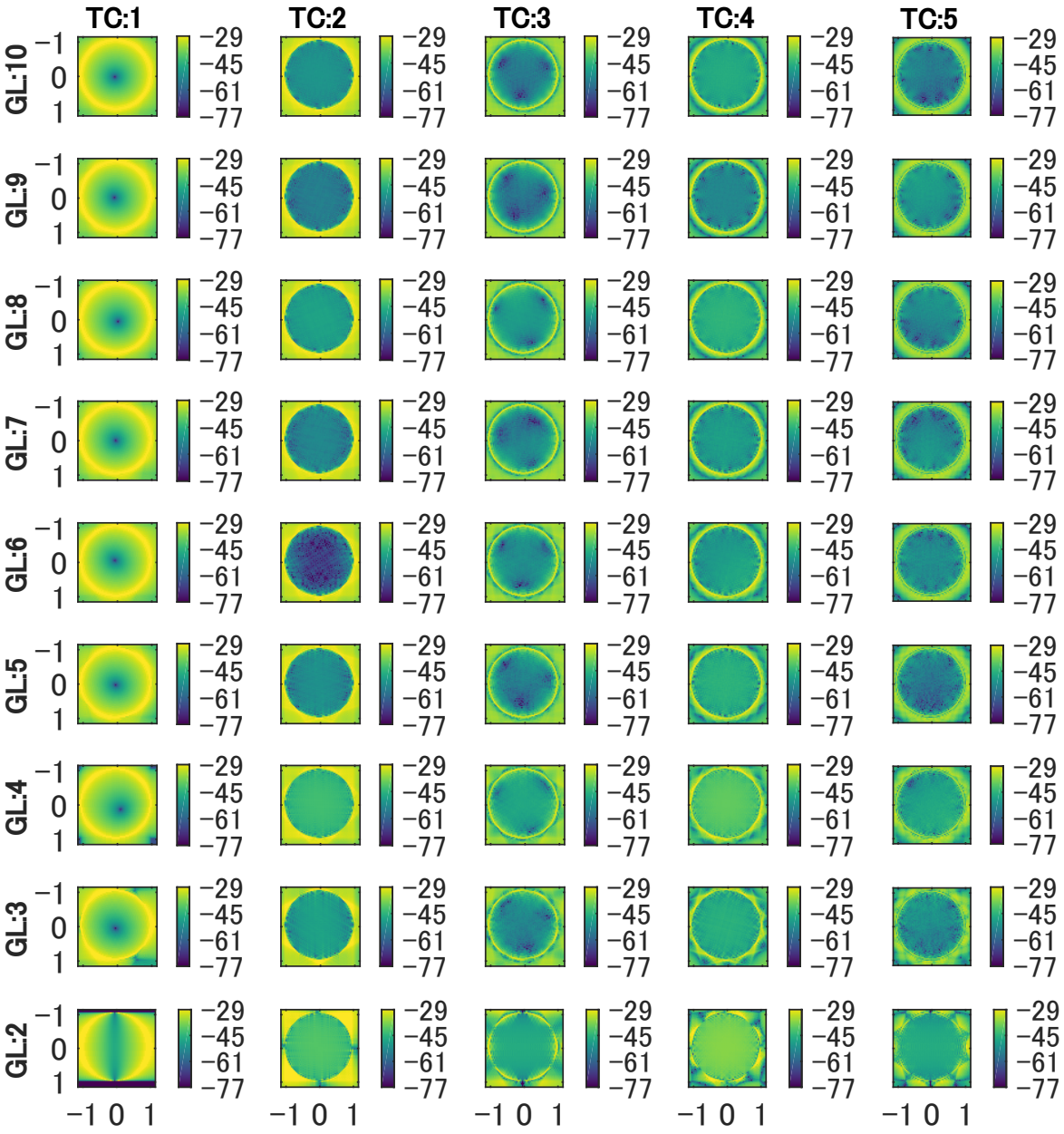


Figura 4.1: Intensidades simuladas de los planos de Lyot: $TC \leq 5, GL \leq 10$.

De estas distribuciones se puede observar que los valores **máximos de energía** se encuentra sobre el borde demarcado por el diámetro de la apertura y se produce una

caída de la intensidad en la región central. No obstante se presenta que para dos niveles de gris $GL = 2$, se observa que no se produce un perfil definido, con excepción de $TC = 2$, y hay una gran concentración energética a lo largo del plano. La figura 4.12 presenta el resto de las cargas topológicas en el mismo rango de niveles de gris.

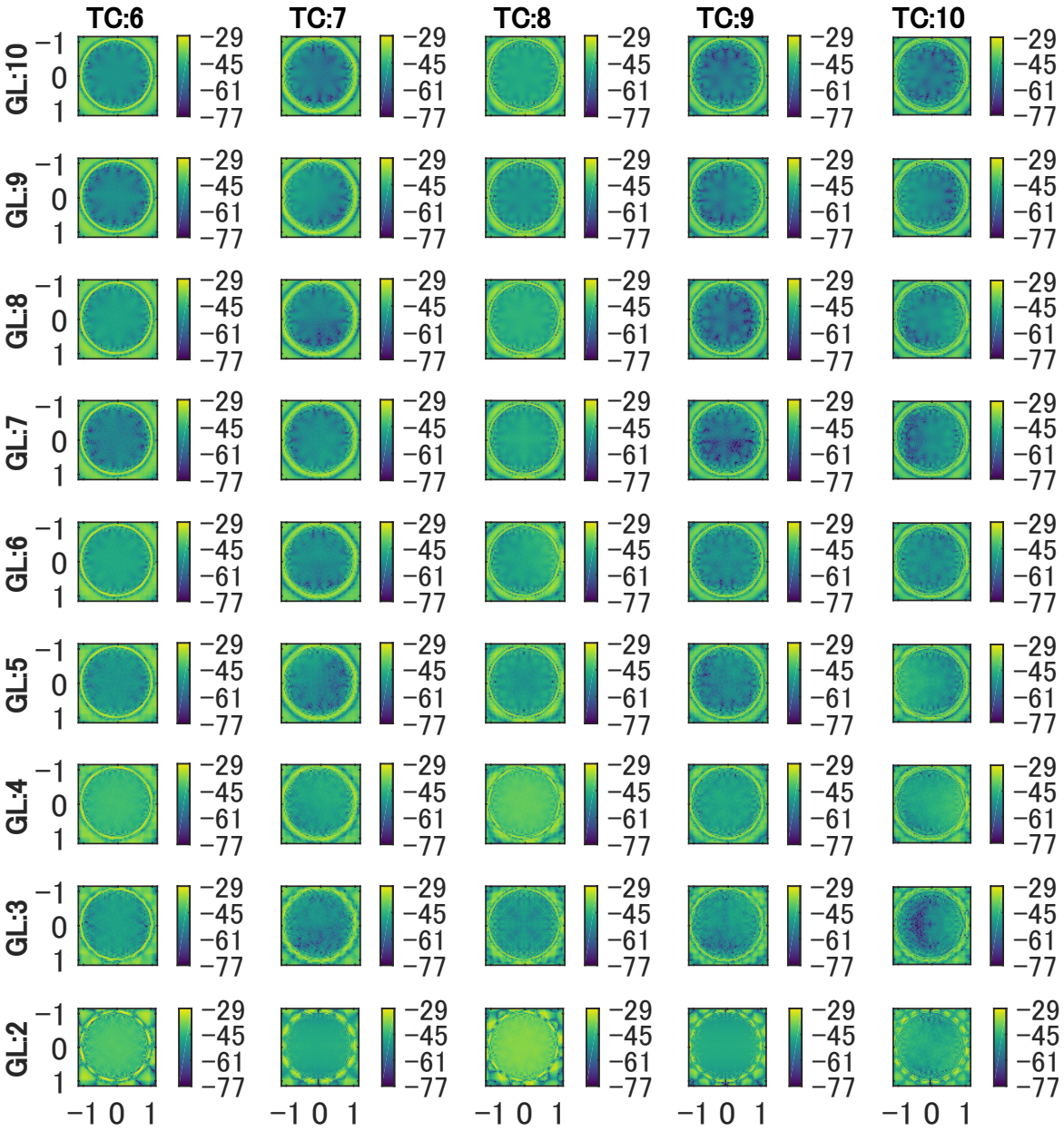


Figura 4.2: Intensidades simuladas de los planos de Lyot: $TC \geq 6, GL \leq 10$.

Analizando las otras configuraciones, se observa que las cargas impares presentan regiones mínimos de intensidad en diferentes puntos dentro de la apertura, acorde la **carga topológica**. En las cargas pares, se produce una región uniforme en esta área, donde la energía se distribuye finamente sobre el perímetro del perfil y genera una

región mínima dentro de esta área, de forma similar a como es predicho en el modelo analítico. Se observa que el borde de esta energía comienza a ancharse con el aumento de la carga topológica, pero $TC = 2$ describe el ***roll-off*** más alto, produciendo un borde más delimitado, indicando que puede suprimir más energía uniformemente en la región interna.

En las altas cargas topológicas, se mantiene un comportamiento definido entre cargas pares e impares, pero a partir de $TC = 9$ el comportamiento se asemeja con $TC = 10$, siendo esta configuración par que produce una concentración residual no uniforme en la parte central.

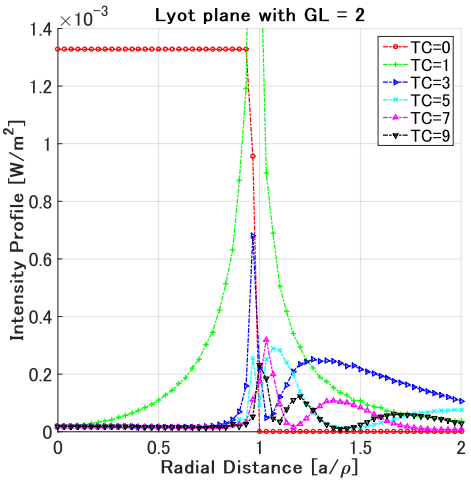
De estos comportamientos se establece que las cargas pares delimitan mejor el perfil, lo que produce un anillo más definido que permitiría un truncamiento mejor con la apertura de Lyot. Asimismo la carga $TC = 1$ posee una alta densidad energética en la región central, por lo que tiene un alto *throughput* de la fuga estelar hacia la PSF. Con el aumento de la carga topológica se observa que la energía comienza a ancharse en la parte externa del perfil pero se mantiene la forma del anillo acorde la apertura.

Con el aumento de los niveles grises, se observa que la energía comienza a reducirse de forma progresiva, con excepción de $GL = 4$ que produce un aumento en relación a $GL = 4$, y en $GL = 6$ donde hay una reducción en relación $GL = 5$. Se puede afirmar entonces que una mejor definición de la estructura de la fase, posibilita una mayor circulación de la energía central hacia las partes periféricas. Con este primer vistazo, se realiza el análisis comparativo entre cargas topológicas en diferentes niveles de gris.

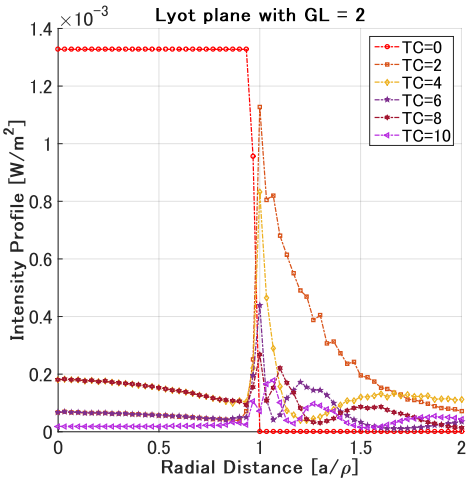
Las figuras 4.3 y 4.4 presentan la distribución radial promedia de intensidad entre las **cargas pares** y **cargas impares** para un definido nivel de gris, en donde se puede evaluar la energía que contenida en la región definida por la referencia $TC = 0$ al igual que observar los efectos con el incremento del nivel de discretización. La columna izquierda presenta las cargas impares y la columna derecha las cargas pares.

Una de las propiedades que se observa con el incremento de las cargas topológicas es el ensanchamiento de la energía hacía las partes periféricas y la reducción del pico máximo de energía. Observando las cargas $TC = 1$ y $TC = 2$ se presenta un comportamiento de decaimiento exponencial en el espacio, mientras que para las cargas mayores se presenta un comportamiento ondulatorio con menor amplitud, principalmente en la zona del perfil de corte en la posición $1 = a/\rho$. Nótese una similitud entre la carga $TC = 1$ y $TC = 2$, los cuales generan una distribución que no oscila y poseen un soporte compacto similar en la zona externa. $TC = 1$ tiene una concentración simétrica en la parte interna del perfil de corte y es la única carga que mantiene este decaimiento aproximadamente simétrico.

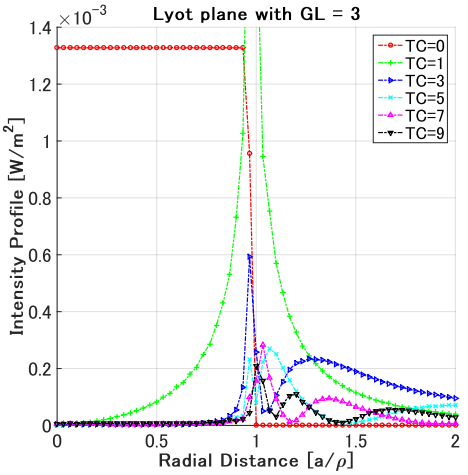
Analizando en la región del perfil de corte, se aprecia que las cargas impares poseen un comportamiento más oscilatorio que genera en la mayoría de los picos máximos para cada carga se encuentran contenido en el área interna. Mientras que en las cargas pares los picos máximos se ubican directamente en $1 = a/\rho$ y luego comienzan a oscilar a partir de $TC = 4$. Este efecto ocasiona que para un truncamiento de pupila con una



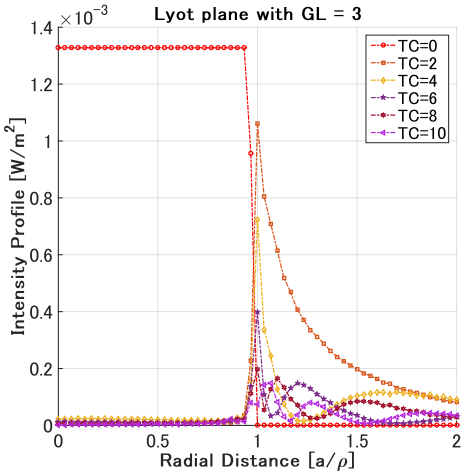
(a) Cargas impares con $GL = 2$.



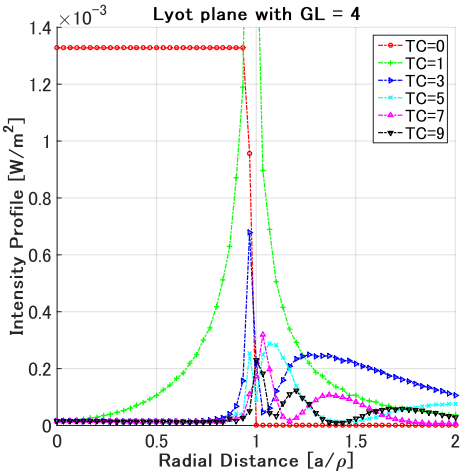
(b) Cargas pares con $GL = 2$.



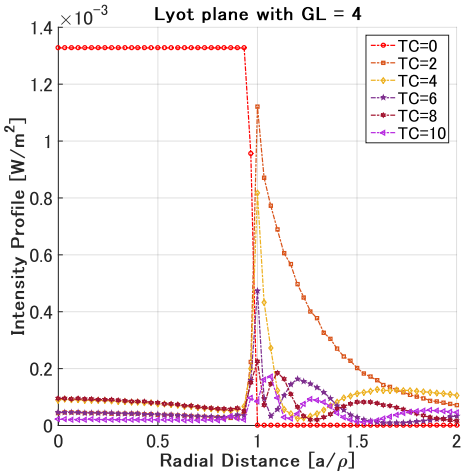
(c) Cargas impares con $GL = 3$.



(d) Cargas pares con $GL = 3$.

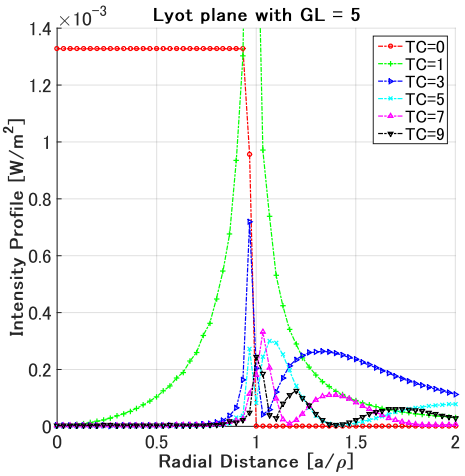


(e) Cargas impares con $GL = 4$.

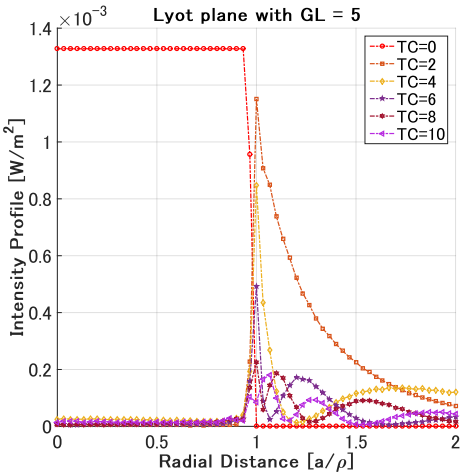


(f) Cargas pares con $GL = 4$.

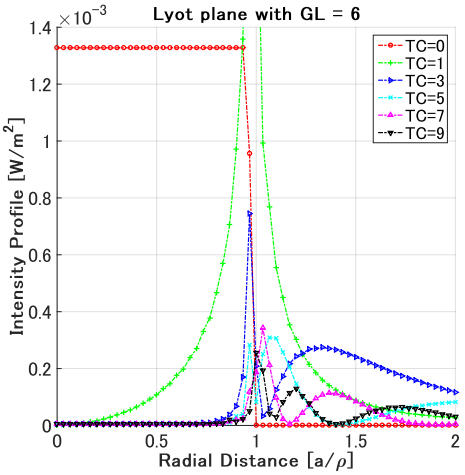
Figura 4.3: Análisis de contraste de magnitudes: $TC \leq 10, GL \leq 4$.



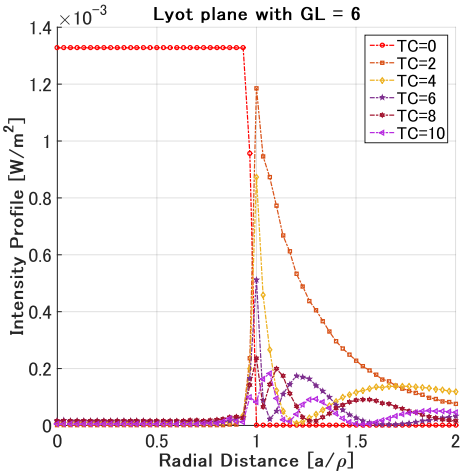
(a) Cargas impares con $GL = 5$.



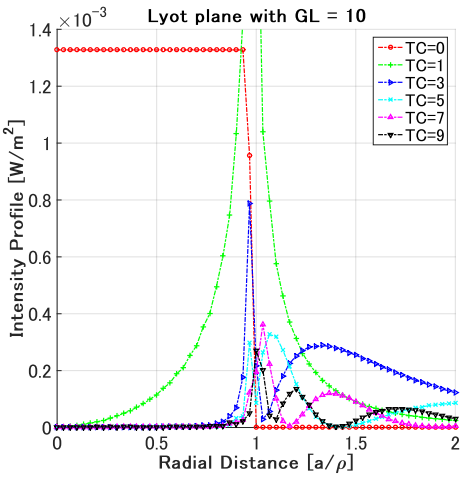
(b) Cargas pares con $GL = 5$.



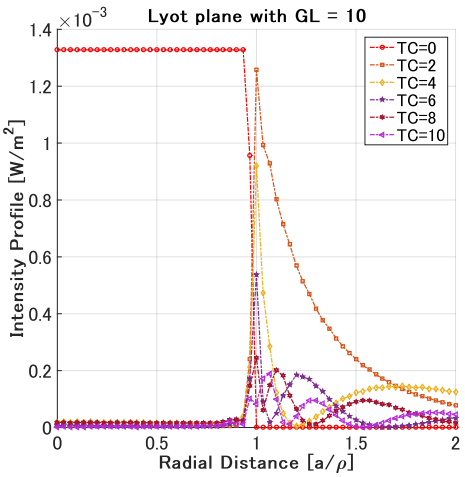
(c) Cargas impares con $GL = 6$.



(d) Cargas pares con $GL = 6$.



(e) Cargas impares con $GL = 10$.



(f) Cargas pares con $GL = 10$.

Figura 4.4: Análisis de contraste de magnitudes: $TC \leq 10, GL \leq 10$.

razón de $\beta = 1$ (Sec. 2.1), hay mayor filtración de energía hacia la PSF que en el caso par, el cual al truncar directamente con $\beta = 1$, se elimina los picos máximos de intensidad, reduciendo la cantidad de energía que logra pasar.

En términos de los efectos que inducen el incremento de la discretización, se observa que las cargas pares son más susceptibles en bajos niveles, ocasionando que se produzca una distribución que fluctúa, principalmente en $GL = 2$, y en los casos para este nivel y $GL = 4$ se produce un aumento de la energía central que puede filtrarse. Cuando se aumentan los niveles de gris esta filtración se aplana hacia el cero, y se produce un perfil de corte definido. Para ambas paridades con el aumento del nivel de gris, se produce un efecto de estiramiento en la intensidad, donde aumenta en todo el espacio para cada configuración el valor máximo. Esto indica que al definirse mejor la información de fase, el momento angular genera una mayor circulación de energía, que favorece el proceso de truncamiento.

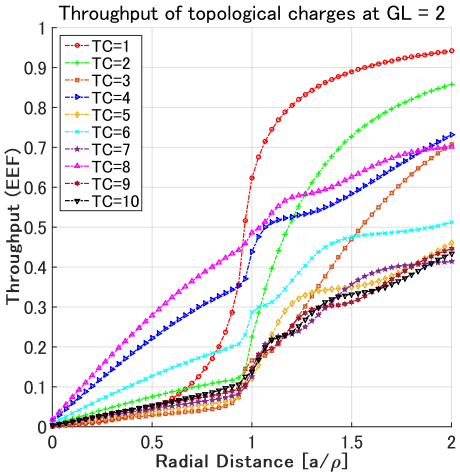
Hasta esta parte del análisis se ha corroborado algunas propiedades predichas por el modelo analítico, indicando que las cargas pares se desempeñan mejor que las impares, en razón a la distancia radial en donde concentran los máximos de energía, lo que beneficia el truncamiento en con la apertura de Lyot, en el caso mayor con $\beta = 1$. Esto sugiere que puede filtrarse también con cargas impares pero para un $\beta < 1$. En el siguiente análisis que se presenta, se analiza ahora la concentración energética utilizando la integración del EEF para analizar el *throughput*.

En la figura 4.5 se presenta la evaluación de la energía encapsulada para las diferentes cargas topológicas, donde se evalúa el efecto con el incremento del nivel de gris en la concentración de intensidad.

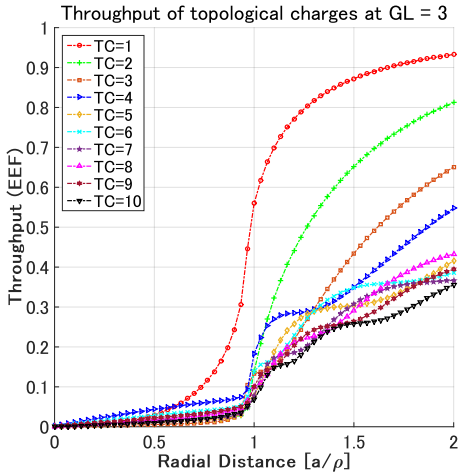
Las gráficas de LogSNR de la figura 4.6 se explicarán más adelante en el texto. El comportamiento de las curvas indican que con el aumento del nivel de gris se logra una reducción en la velocidad de concentración energética, reduciendo la pendiente entre diferentes niveles de gris hasta la región de $1 = a/\rho$. El nivel de menor desempeño corresponde a $GL = 2$, donde se observa una notoria distinción entre las cargas pares e impares, con excepción de $TC = 1$ y $TC = 10$. Para este nivel las cargas impares presentan una menor concentración de energía cercana al 15 % hasta la distancia de $1 = a/\rho$, pero las pares poseen mayor energía de hasta el 50 % para $TC = 8$.

En el nivel $GL = 3$, se presenta el salto más representativo, donde la máscara de fase logra definirse mejor, generando una reducción sustancial alrededor del 10 % para todas las cargas topológicas para la distancia del corte. Con excepción de $GL = 4$, en el resto de niveles se aprecia que todas las cargas realizan un comportamiento similar al definir un perfil de corte que es más eficiente con $GL = 10$. Se hace énfasis que la escala del EEF es relativa al **máximo individual** de para cada parámetro por lo que debe analizarse en conjunto con la intensidad presentada en los mosaicos previos 4.1 y 4.2.

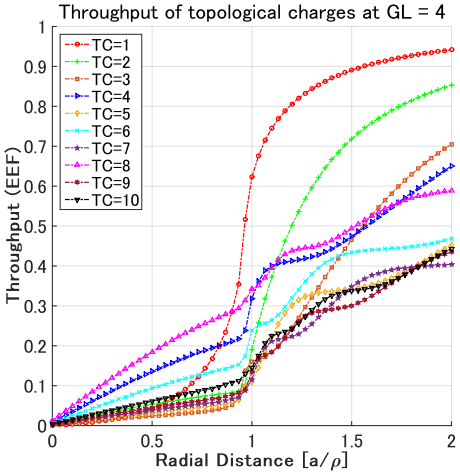
Teniendo eso en mente, la respuesta promedia azimutal para todas las cargas, salvo con $TC = 1$, en $GL = 10$ evidencian una misma tendencia de sacar la luz de la región de la pupila, produciendo un rango común de intensidad entre $\approx [-50, -60]$ dB que se



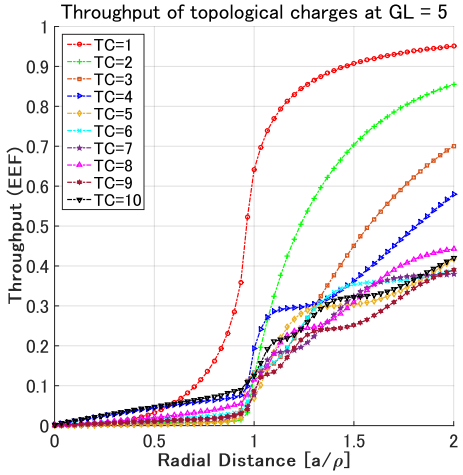
(a) *Throughput* en Lyot para $GL = 2$.



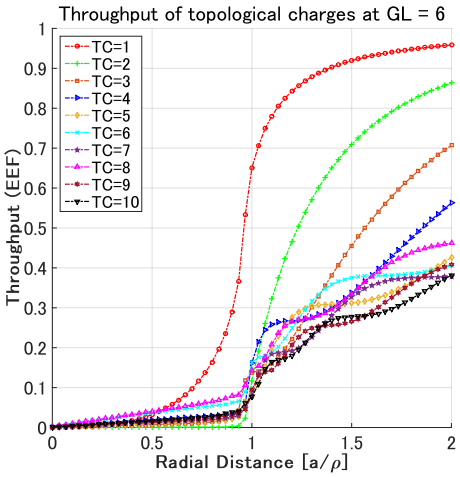
(b) *Throughput* en Lyot para $GL = 3$.



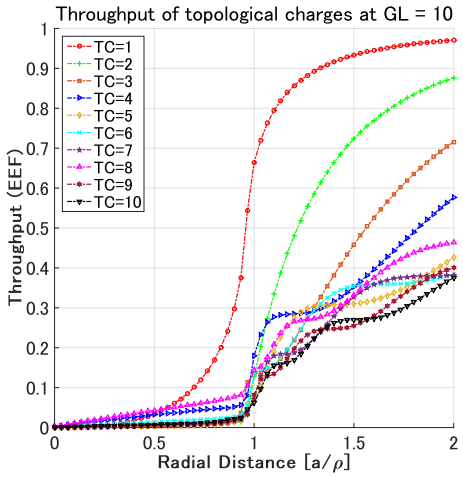
(c) *Throughput* en Lyot para $GL = 4$.



(d) *Throughput* en Lyot para $GL = 5$.

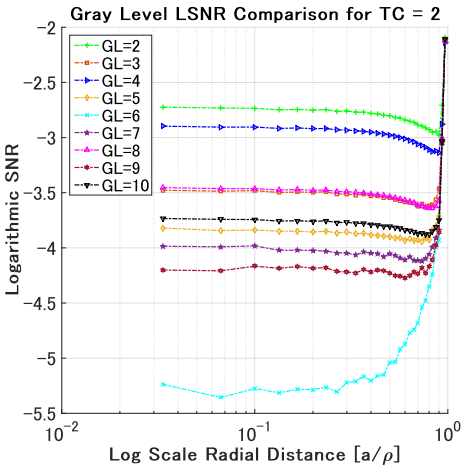


(e) *Throughput* en Lyot para $GL = 6$.

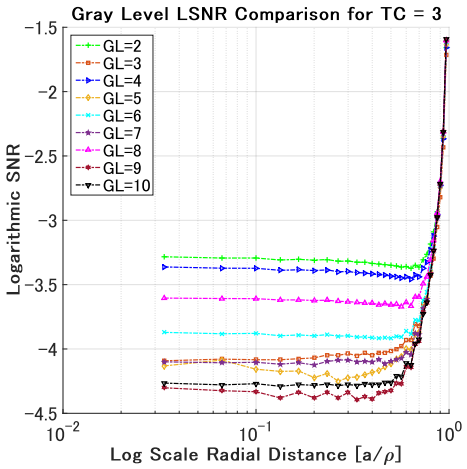


(f) *Throughput* en Lyot para $GL = 10$.

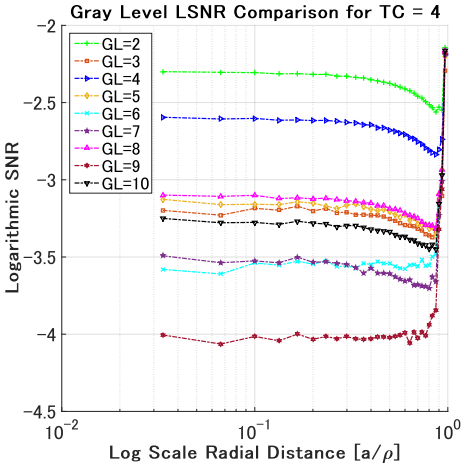
Figura 4.5: Análisis de *throughput*: $TC \leq 10, GL \leq 10$.



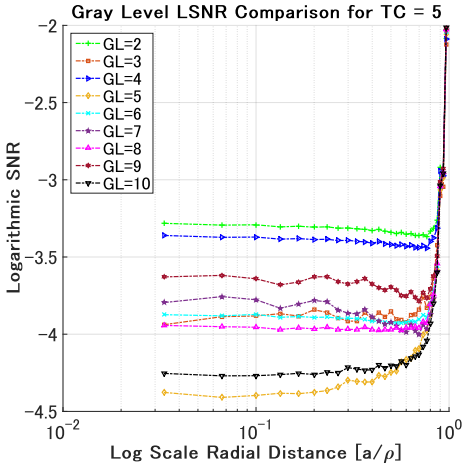
(a) LogSNR de Lyot con $TC = 2$.



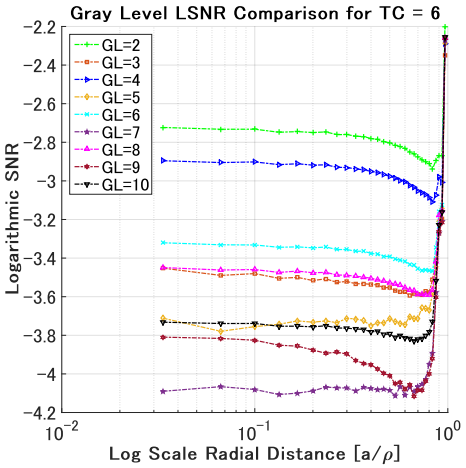
(b) LogSNR de Lyot con $TC = 3$.



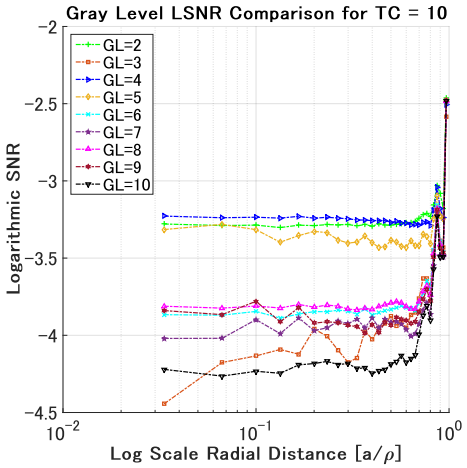
(c) LogSNR de Lyot con $TC = 4$.



(d) LogSNR de Lyot con $TC = 5$.



(e) LogSNR de Lyot con $TC = 6$.



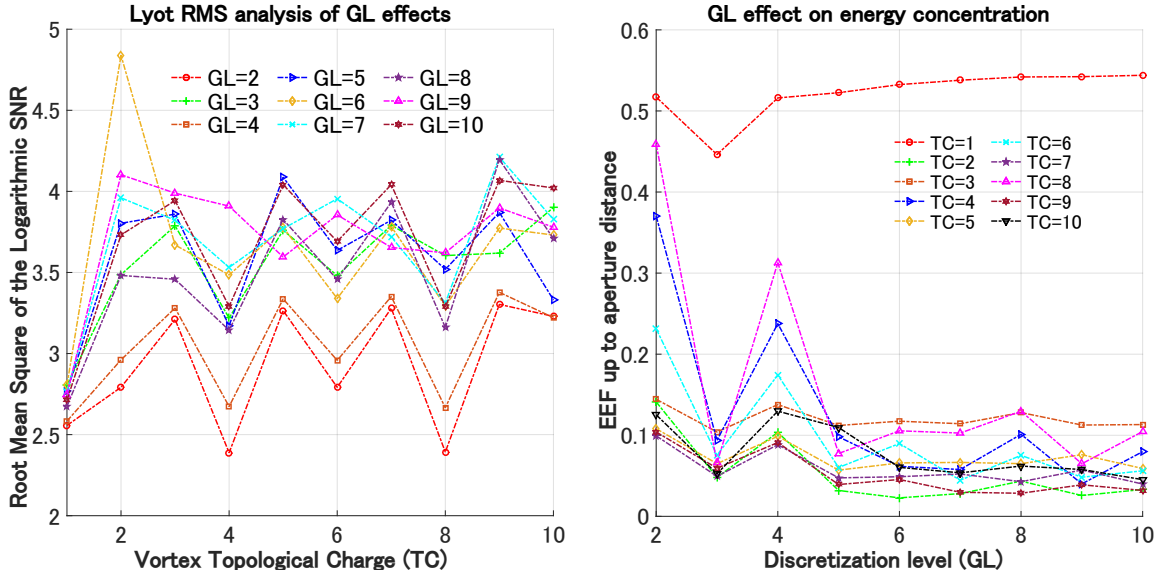
(f) LogSNR de Lyot con $TC = 10$.

Figura 4.6: Análisis de *LogSNR*: $TC \leq 10, GL \leq 10$.

encuentra sobre la fracción energética del 10% de las distribuciones para la distancia de $1 = a/\rho$.

Para analizar de forma más cuantitativa este comportamiento entre la concentración de energía y su valor en la región de apertura, se introduce el análisis del **LogSNR**, el cual permite cuantificar la diferencia logarítmica absoluta entre la referencia (la apertura sin filtrar) y las diferentes distribuciones de los filtros. Estas gráficas se presentan en la figura 4.6, y evalúan el efecto de remoción de energía de una carga topológica en todos los niveles de discretización. Este valor refleja la proporción logarítmica entre la señal original y su versión filtrada, indicando que entre más negativa sea indica se removió más energía en donde había y entre más positiva sea implica que se desplazó la energía en una zona donde originalmente no había.

La disposición de las gráficas permiten establecer un valor de mérito para identificar, en cada carga, cuál fue el parámetro que mejor contribuyó para remover la energía original. La zona espacial que se evalúa corresponde a la apertura de iluminación en $1 = a/\rho$, y se presenta en escala logarítmica para detallar las variaciones menores de intensidad en la región axial de la distribución. Con esta información y evaluando el LogRMS en promedio espacial para el rango $\rho \leq a$, se puede establecer la configuración que mejor rendimiento de extinción, y con la métrica de *Power Suppresion* se puede establecer la configuración que menor energía concentró. Estas gráficas se presentan en la figura 4.7



(a) LogRMS de Lyot

(b) *Power Supression* de Lyot

Figura 4.7: Gráficas de mérito en Lyot del grupo evaluado: $TC \leq 10, GL \leq 10$.

En el gráfico 4.7a se puede trazar la ruta de rendimiento en cada curva de cómo se desempeño en la región de la apertura un nivel de gris en particular para todas las cargas topológicas. Asimismo permite comparar qué cargas se desempeñaron mejor. El parámetro de mejor respuesta corresponde al de mayor magnitud, el cual en este caso

indica que fue $TC = 2$ con un $GL = 6$ el de mejor desempeño efectivo. Las cargas de menor desempeño fueron $TC = [4,8]$ con los niveles de menor respuesta $GL = 2,4$.

En contraste con el modelo analítico que predice un rendimiento mejor para $m = 2,4,6\ldots$ en la región interna, se encuentra que con bajos niveles de discretización, para $TC = 2$ se logra tener el mejor rendimiento y que es diferente a la tendencia que tienen $TC = 4,6,8$. Esto se atribuye a que estar cargas son más susceptibles a la forma de representación de la fase y no se genera un grado de simetría en bajos niveles de gris y se produce unas pequeñas fluctuaciones en ese rango interno. Por ende este comportamiento genera que se concentre más energía fraccional en la región central.

En el gráfico 4.7b define el segundo valor de mérito que indica la concentración energética de forma relativa en la región de la apertura hasta el corte de intensidad. En este caso el mejor comportamiento está dado por la menor fracción energética acumulada, por lo que un valor bajo determina el parámetro de mejor desempeño. La gráfica presenta que cualquier nivel de discretización para $TC = 1$ genera una alta concentración, y los parámetros que conllevan a una menor concentración son $TC = 2$ con $GL = 6$, coincidiendo con el resultado previo, y con la inspección preliminar con los mosaicos.

A pesar de que todas las configuraciones generan una fracción relativa tendiente al 10 %, el umbral energético difiere como lo indica el LogRMS. Asimismo, se es congruente el hecho que ha mayor nivel de gris menor fracción energética se tiene para cualquier carga, indicando que la circulación de energía mejora con una representación más definida de la dislocación de fase, y promedio con todos los parámetros el rendimiento es mejor en $GL = 10$, tanto para retirar energía como para no concentrar.

De forma análoga a la discusión previa se evalúa el segundo grupo para los altos niveles de discretización. En este caso se presentan los mosaicos y las gráficas de mérito. En la figuras 4.8 y 4.9, se presentan los mosaicos de intensidad para altos niveles de discretización para todas las cargas topológicas.

Tras la revisión del comportamiento de las intensidades, no se produce una variación significativa con el incremento del nivel de gris en todas las cargas. Las intensidades mantienen un comportamiento similar al descrito en bajos niveles de gris, en el que se evidencia que la estructura espacial no cambia pero se presenta una leve mejora en las capacidades de extinción. Con una observación general se identifica que las variaciones máximas que induce el aumento, ocurre para niveles $GL \leq 64$, a partir de los cuales se produce una respuesta saturada donde no se presentan cambios representativos en la intensidad. Con las variaciones máximas inducidas, se observa que se produce el estiramiento de intensidad, donde la región mínima tiende valores más pequeños de energía, y los puntos máximos de intensidad aumentan.

Asimismo con el análisis de *throughput* se observa que la fracción energética se reduce con el aumento, generando que las cargas topológicas $2,5,7,9,10$ tengan una fracción energética menor al $\approx 8\,\%$. El resto de las cargas $3,4,6,8$, aunque mejoran en comparación a los niveles bajos, se mantienen con una fracción de energía mayor cercana al 10 %, siendo $TC = 8$ la tercera y $TC = 3$ la segunda menos eficiente para no concentrar

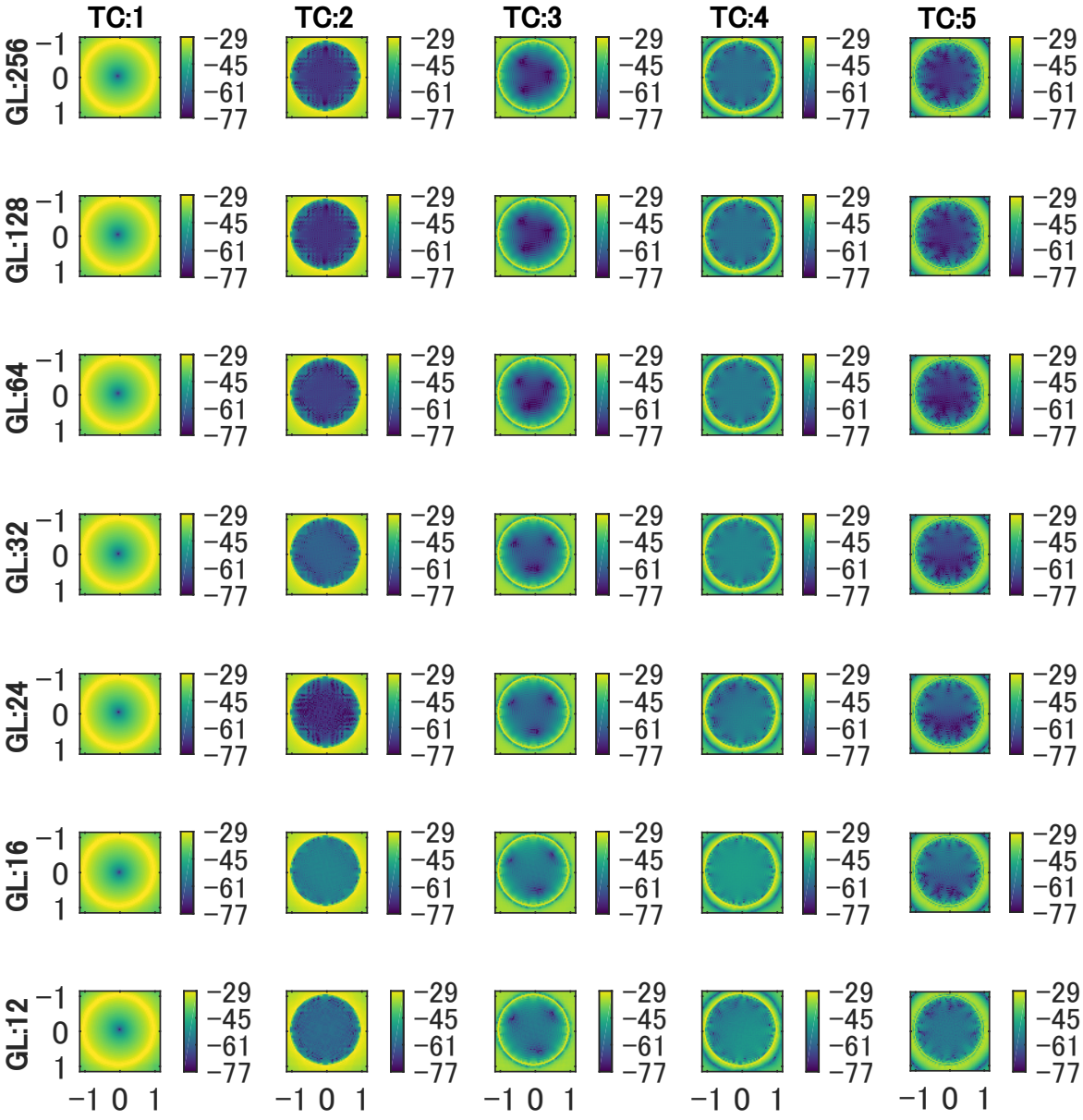


Figura 4.8: Intensidades simuladas de los planos de Lyot: $TC \leq 5, GL \leq 256$.

después de $TC = 1$.

A pesar de que todas las cargas topológicas presentan de forma general un aumento de la capacidad de **circulación energética**, no todos los niveles generan el mismo efecto en la misma proporción que para el resto de las cargas. Para analizar este efecto se presenta el análisis con los valores de mérito en la figura 4.10.

En el análisis del LogSNR en el gráfico 4.10a, se observa una tendencia entre las cargas topológicas entre los diferentes niveles de gris. La trayectoria de GL para todas las

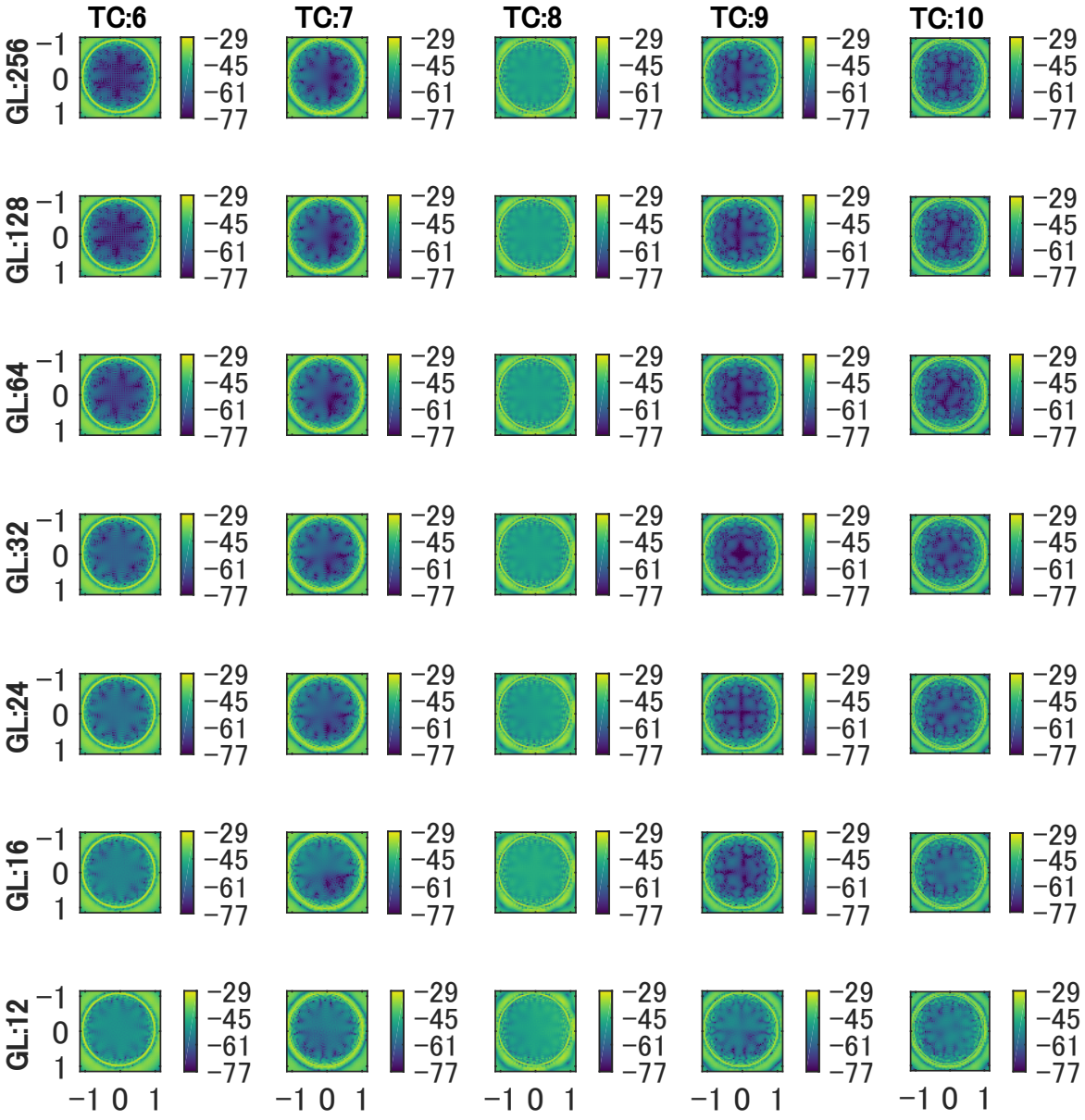
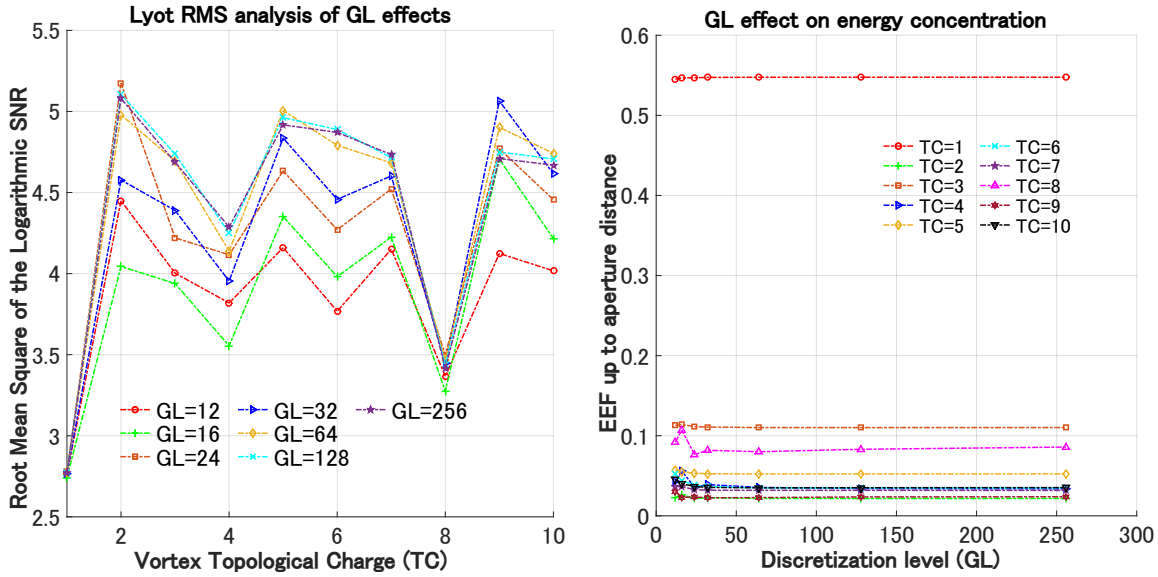


Figura 4.9: Intensidades simuladas de los planos de Lyot: $TC \geq 6, GL \leq 256$.

cargas que producen la mejor respuesta de circulación, corresponde a $GL = 64$ seguida por $GL = 32$. Estos dos niveles generan la mejora más representativa en las diferentes cargas, mientras que para $GL = 12$ se tiene la menor eficiencia. Lo anterior indica que hay un punto máximo de mejora a partir del cual se estanca al agregar más niveles de gris. Se observa igualmente que la carga de menor eficiencia sigue siendo $TC = 1$ seguida por $TC = 8$, y de forma particular, el parámetro de mejor **rendimiento** ocurre para $GL = 24$ en $TC = 2$, sosteniendo un comportamiento similar con $GL = 256$.

En el análisis del *Power Supression*, se observa que las fracciones relativas acumuladas



(a) LogRMS altos niveles de Lyot.

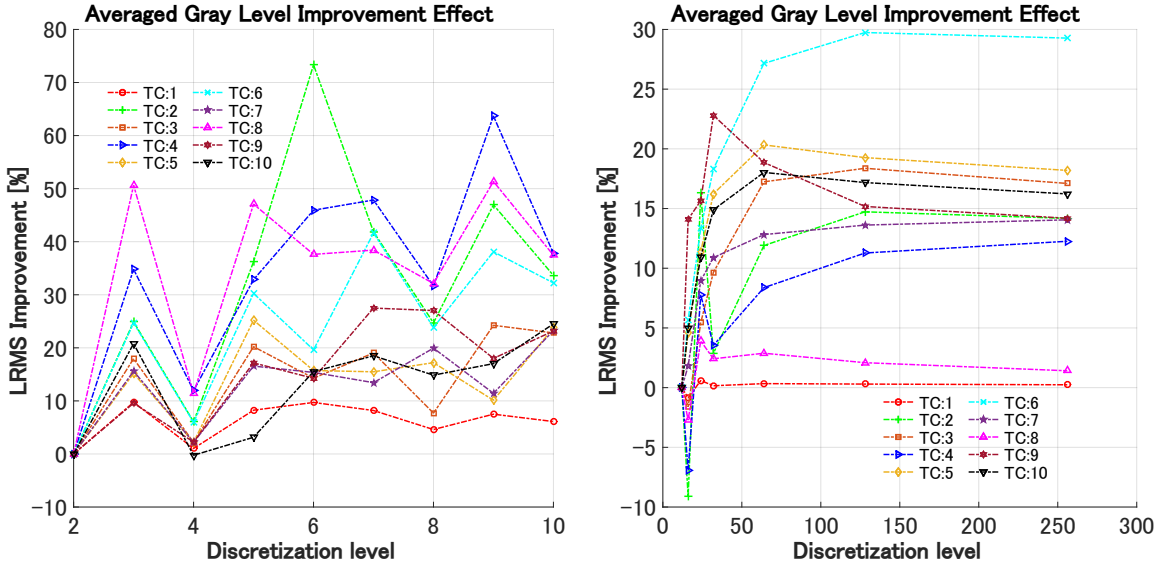
(b) *Power Supression* de Lyot altos niveles.

Figura 4.10: Gráficas de mérito en Lyot del grupo evaluado: $TC \leq 10, GL \leq 256$.

de energía se presentan en dos grupos, los parámetros por encima de $EFF > 0.1$ y menor igual a $EEF \leq 0.1$. Se destaca nuevamente que $TC = 1,3,8$ son las que menor rendimiento de concentración poseen, y en contraste con el LogRMS, $TC = 8$ es la que menor desempeño global tiene tanto en acumulación como en circulación, a parte de $TC = 1$. Para el resto de las cargas, se observa que la fracción energética es inferior al 8 %, por lo que hay una mejora representativa en comparación al grupo de los bajos niveles vistos en la gráfica previa 4.7b, lo cual corrobora que el aumento del nivel de gris, ayuda efectivamente a la circulación energética. En relación a una mejora con los niveles de gris, se resalta el efecto descrito de una respuesta saturada, donde la máxima contribución ocurre hasta $GL \leq 32$.

Para detallar más sobre la contribución de los niveles grises en la eficiencia de circulación, se realiza una comparación (diferencia) porcentual relativa entre los diferentes niveles para todas las cargas, tanto para el primer grupo de bajos niveles como el segundo de altos niveles. Esta comparación se realiza utilizan la menor configuración menor de cada grupo. En la gráfica 4.11a la comparación se realiza utilizando como referencia a $TC = 2$ con $GL = 2$, mientras que en la gráfica 4.11b la referencia se define para $TC = 2$ con $GL = 12$.

Para el primer grupo se identifica que el nivel que tuvo más influencia en la definición del perfil de corte para $1 = a/\rho$ fue $GL = 3$ para todas las cargas, como se constata en la vistas de las intensidades en las gráficas 4.3c y 4.3d, alcanzando en promedio hasta un 30 % de mejora para todas las cargas. También se observa que la carga que mejor se beneficio con el aumento del nivel de gris fue $TC = 2$, alcanzando un 73 % de circulación con $GL = 6$.



(a) Mejora en los bajos niveles.

(b) Mejora en los altos niveles.

Figura 4.11: Incremento porcentual de extinción en Lyot.

De la gráfica se logra observar que el comportamiento de mejora porcentual se divide entre cargas pares e impares, con excepción de $TC = 10$ que posee una tendencia similar a $TC = 9$, donde se aprecia que las cargas pares obtuvieron una mayor influencia en el rendimiento con los bajos niveles alcanzando un incremento superior al 25%, y constatando la observación previa de que las cargas pares son más susceptibles a los cambios de los niveles de grises para $GL \leq 10$. En el caso de las cargas impares no obtienen una gran contribución con el incremento del nivel de gris en este rango, alcanzando hasta el 20%, e indicando que no son muy susceptibles a cambios en este parámetro.

En el grupo de las altas cargas topológicas, se aprecia que el incremento porcentual más representativo ocurre en $GL = 16$ hasta $GL = 32$, alcanzando hasta un 25% adicional en referencia al desempeño de $GL = 12$. Asimismo se observa el comportamiento de saturación con la mayoría de las cargas a partir de $GL = 64$, donde solo $TC = 6$ se satura en $GL = 128$ y alcanza la mejora máxima de un +30%. Adicionalmente, se puede establecer que el rendimiento óptimo para la mayoría de las cargas ocurre entre [16−32] niveles de gris. En algunos casos como en $TC = 2, 4, 8$ ocurre un retroceso de la eficiencia con $GL = 24$, implicando que la mayoría de las cargas pares se saturan rápidamente en comparación a las cargas impares.

Con relación a esta información se puede establecer que la carga de mejor desempeño está en $TC = 2$, corroborando las observaciones de los diferentes autores como Mawet y Swartzlander en la escogencia de esta carga topológica. En términos de los niveles de discretización, si se disponen más de 32 niveles, se sugiere entonces el uso de $GL = 24$ y si se dispone menos de 10 niveles se sugiere entonces $GL = 6$. En relación al modelo analítico, las cargas pares a pesar de no producir una extinción máxima

en la región interna, se ha identificado que las cargas $TC = 5$ y $TC = 9$ presenta un buen rendimiento general tanto en circulación como en concentración, estableciendo un posible buen candidato impar para utilizarse como filtro.

A partir de los diferentes comportamientos evaluados, se puede entender el porqué físico del rendimiento de esta carga dos en el plano de Lyot. Este comportamiento se atribuye a las características de la intensidad resultante, la cual produce una concentración asimétrica en la región de transición de la apertura, una alta concentración energética en su máximo, la posición radial que ocupa el máximo de intensidad que coincide en $1 = a/\rho$, el decaimiento polinómico de orden dos, el ancho de la distribución, la ausencia de oscilaciones internas o externas, y el fino borde que demarca la transición energética. Estas propiedades que se definen principalmente bajo unas condiciones uniformes de iluminación y en ausencia de aberraciones.

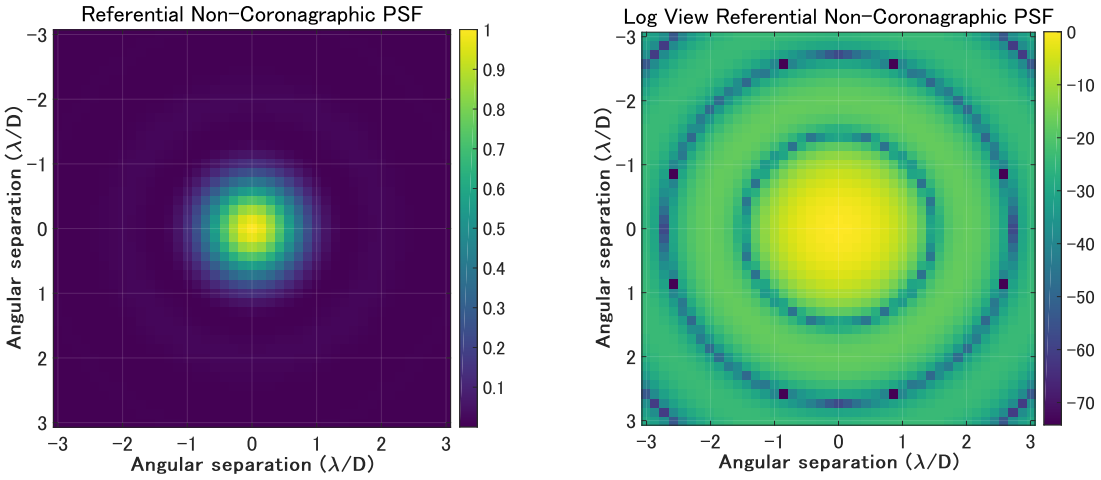
Con esta discusión en el comportamiento, en Lyot, se procede a analizar la otra perspectiva después de la apertura para constatar el efecto del truncamiento y colección energética focal. En la próxima sección, se discute entonces las connotaciones de la convolución con los respectivos parámetros filtrados en el plano coronográfico de la PSF. El formato de la información se mantiene similar a lo visto con Lyot, por lo que en las comparaciones de intensidad y el tipo de métrica utilizada en los análisis de la PSF, se puede asociar la información entre ambos planos directamente.

4.2 Intensidades en el plano de la PSF

La discusión en el plano de la PSF inicia evaluando de forma general los comportamientos de las intensidades filtradas en relación a la distribución focal sin filtro. En la figura 4.12 se presenta la intensidad de referencia.

Para el análisis de la PSF se define una escala relativa normalizada, en términos de la intensidad máxima registrada de la señal sin filtrar, como se describe en el gráfico 4.12a, de tal forma que el patrón de Airy referencial abarca todo el rango entre [1,0]. A partir de esto, toda la información generada en el análisis de un conjunto de datos es relativa siempre al patrón focal de referencia asociado, tanto en escala energética como en el tamaño espacial calibrado. La fracción energética resultante del filtrado se mide con la misma escala relativa referida al máximo de intensidad del patrón de calibración, lo que genera una fracción entre [1,0]. Para detallar mejor la información espacial en los filtros, se utiliza la escala decibel, como se ilustra en el gráfico 4.12b.

En términos de la simulación en las propiedades de plano focal, no se emulan los efectos discretos de la cámara, la respuesta fotométrica o el modelo de ruidos, por lo que las distribuciones obtenidas corresponden directamente a las soluciones numéricas de la propagación. En la figura 4.13 se presenta el conjunto de datos para las primeras cinco cargas topológicas con bajos niveles de gris y en la figura 4.14 las cargas superiores



(a) Escala normalizada del patrón.

(b) Escala logarítmica del patrón.

Figura 4.12: Señal de referencia en el punto focal de la simulación.

restantes. La escala espacial de la ventana de visualización corresponde a $4\lambda/D$ y se dispone de forma centrada en el rango de $[-2\lambda/D, 2\lambda/D]$.

La escala de visualización de los mosaicos es ajustada acorde un rango de valores entre el máximo y el mínimo correspondiente a la intensidad de referencia de cada grupo de información, lo que permite generar análisis comparativos iniciales entre las diferentes configuraciones de filtros, de forma que se posibilite una lectura rápida de los resultados, que es contrastada con los análisis cuantitativos de las métricas. Como observación, las escalas relativas entre los diferentes mosaicos no son comparables, ya que todo el comportamiento de las intensidades es referido a la correspondiente referencia, la cual puede utilizar una configuración fotométrica diferente durante su adquisición.

Una de las características que se destaca de este grupo, es la diferenciación entre las distribuciones pares e impares. En el primer caso, se produce una estructura de tipo Airy, donde el máximo de energía se concentra en la región central, y decae radialmente con ondulaciones. En el caso de las cargas impares, se produce una desconcentración espacial de la energía, en el que se posicionan las vorticidades alrededor de la región axial, lo que reduce el máximo central e incrementa la energía hacia las partes externas del campo. A medida que se aumenta el OAM impar, las cargas topológicas se separan más del punto central.

Este comportamiento puede explicarse teniendo presente dos aspectos: la estructura del plano de Lyot y la fase del campo. En el primero, considerando la forma en qué se distribuye la intensidad en la pupila, se define una región interna uniformemente distribuida en promedio. Esta intensidad residual consecuencia de las características de la definición de la máscara y de la distribución de intensidad logra pasar al plano de la PSF. Al describir una distribución circular la respuesta en el plano focal debería ser un patrón de Airy, esto siempre y cuando la fase tienda a ser plana en el plano de Lyot. Sin

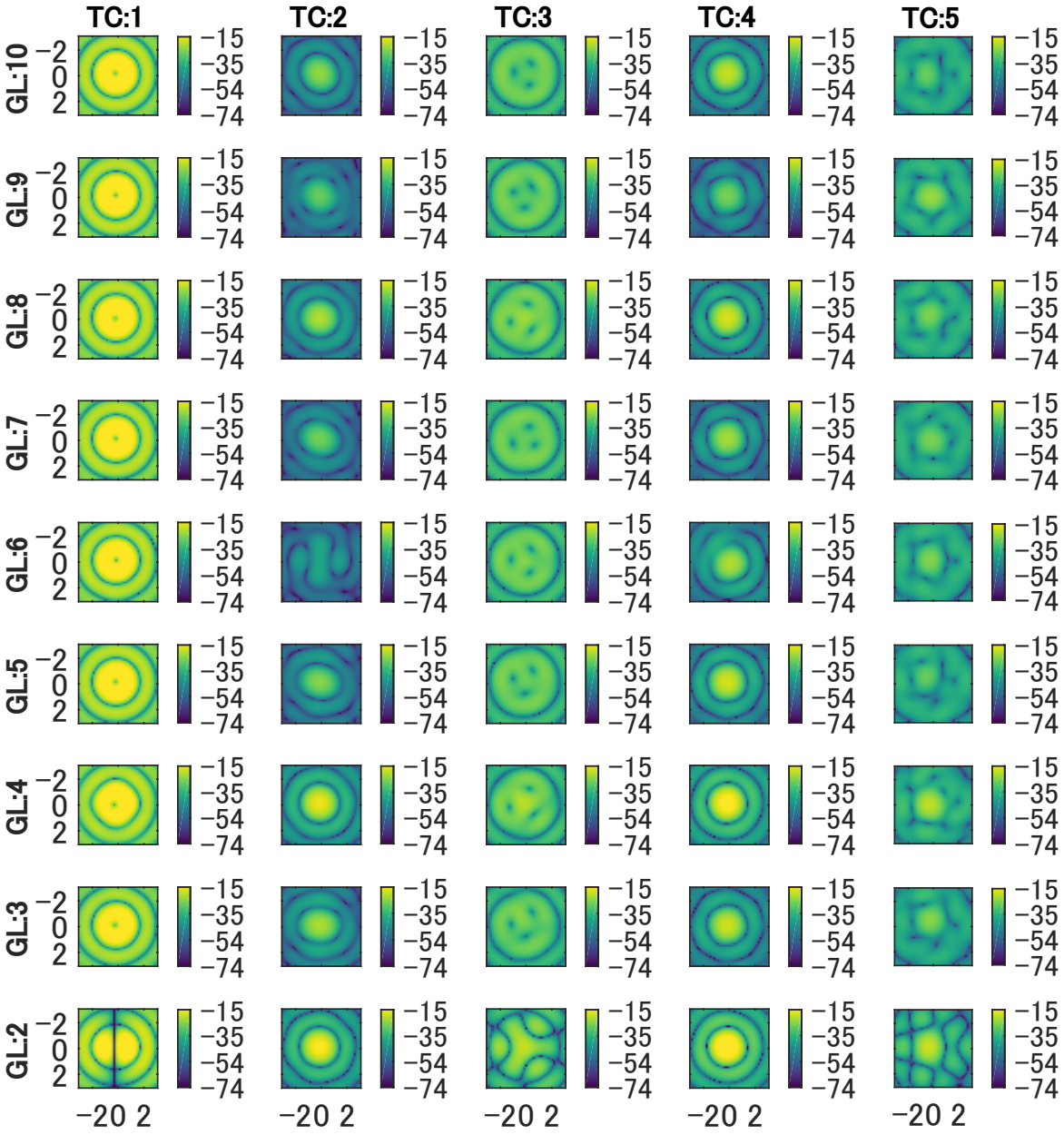


Figura 4.13: Intensidades simuladas de los planos de la PSF: $TC \leq 5, GL \leq 10$.

embargo la existencia de la singularidad conllevaría a que el vórtice se mantuviese en todo momento, como se presenta en las cargas impares.

Al revisarse la fase en el **plano de Lyot**, se está encontrando que en la región interna para $1 = a/\rho$, la fase pierde la estructura del vórtice, demarcando otro tipo de disposición espacial cuando la carga topológica es par. En contraste, al tener una distribución circular uniforme y sin la estructura del vórtice, produce una concentración del tipo Airy. Para corroborar que el efecto no haya surgido del *aliasing*, se probó aumentando el número de muestras hasta 2048×2048, pero se mantuvo el mismo efecto.

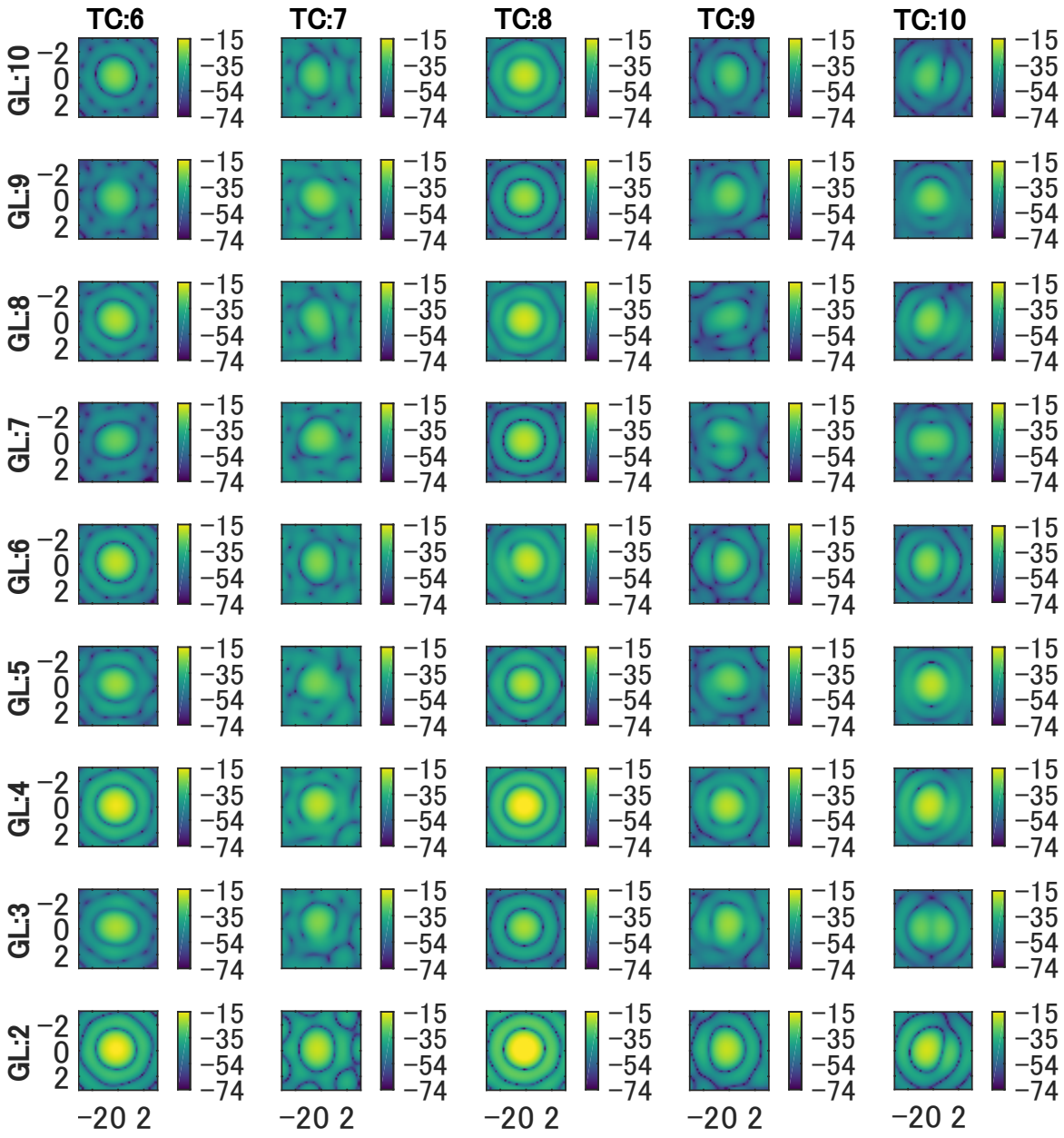
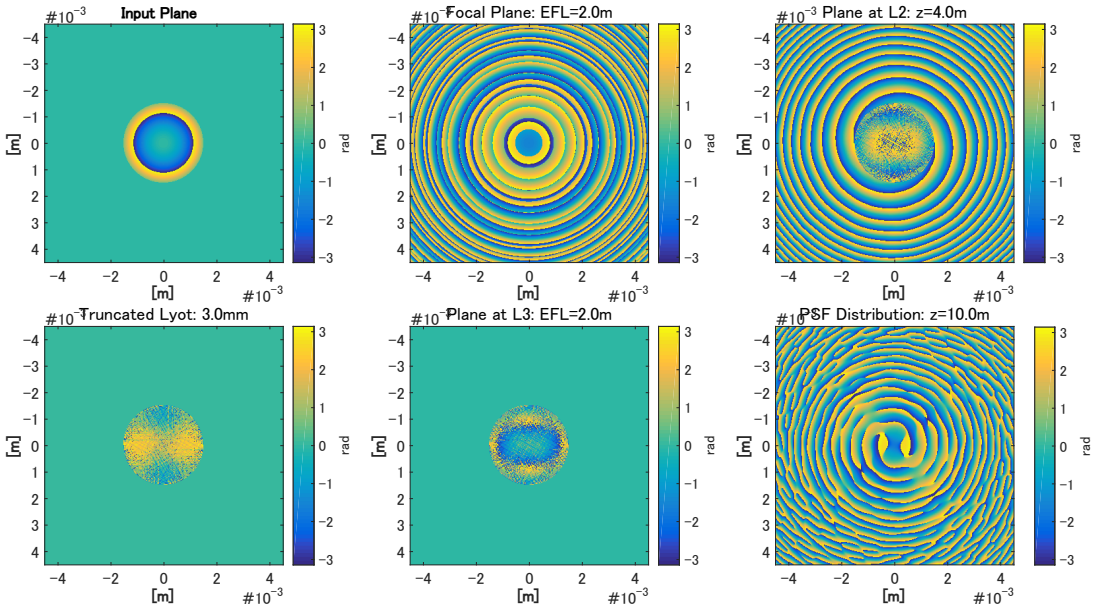


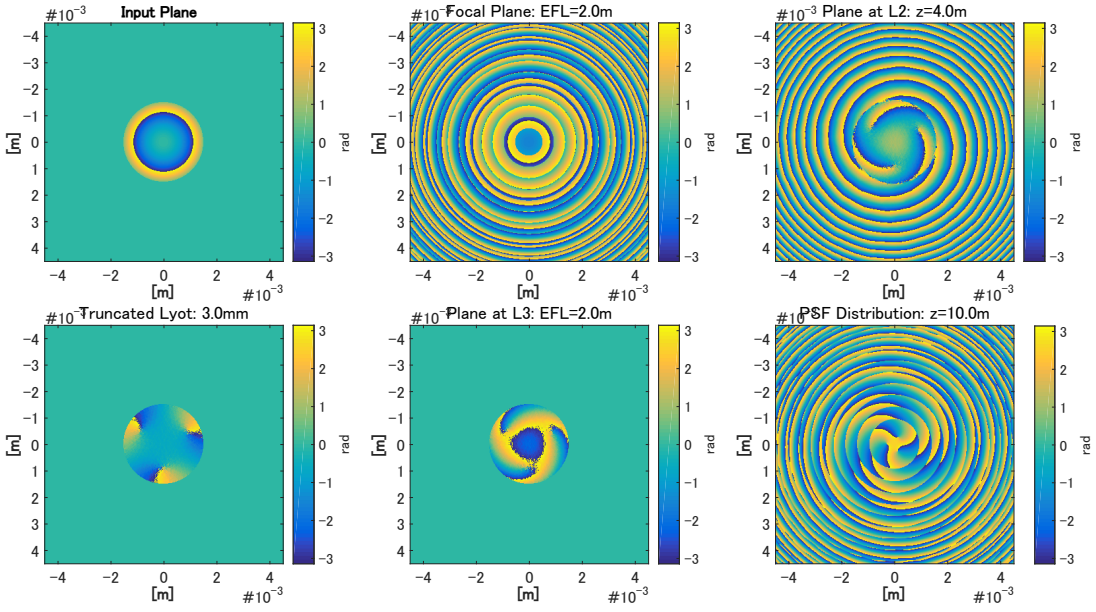
Figura 4.14: Intensidades simuladas de los planos de la PSF: $TC \geq 6, GL \leq 10$.

La estructura que se genera en esta región central cuando la carga es par, en el caso de $TC = 2$ y $GL = 6$, se presenta en la figura 4.15a. La misma región se compara en el caso de $TC = 3$ y $GL = 6$ en la figura 4.15b, evidenciando que se mantiene con la carga impar.

La estructura que se produce en esta región aparenta una fase tipo desenfoque que presenta una **ruptura de la dirección de la Fase**. Este mismo comportamiento se presenta para cualquier tipo de nivel de gris. En la figura 4.16 se observa que la fase en la región central no tiene una transición singular, generando que se produzca una distribución de intensidad del tipo Airy. El entendimiento del porqué de este proceso



(a) Fases coronográficas con carga par $TC = 2$.



(b) Fases coronográficas con carga impar $TC = 3$.

Figura 4.15: Comportamiento de la pérdida de la estructura de fase en cargas pares.

sigue en estudio, pero en la sección 4.3 se detalla más este comportamiento. También, como trabajo posterior se plantea la posibilidad de utilizar el modelo analítico para observar si se describe el mismo fenómeno en la fase asociada.

A parte del anterior fenómeno, en términos de la concentración energética, los diferentes

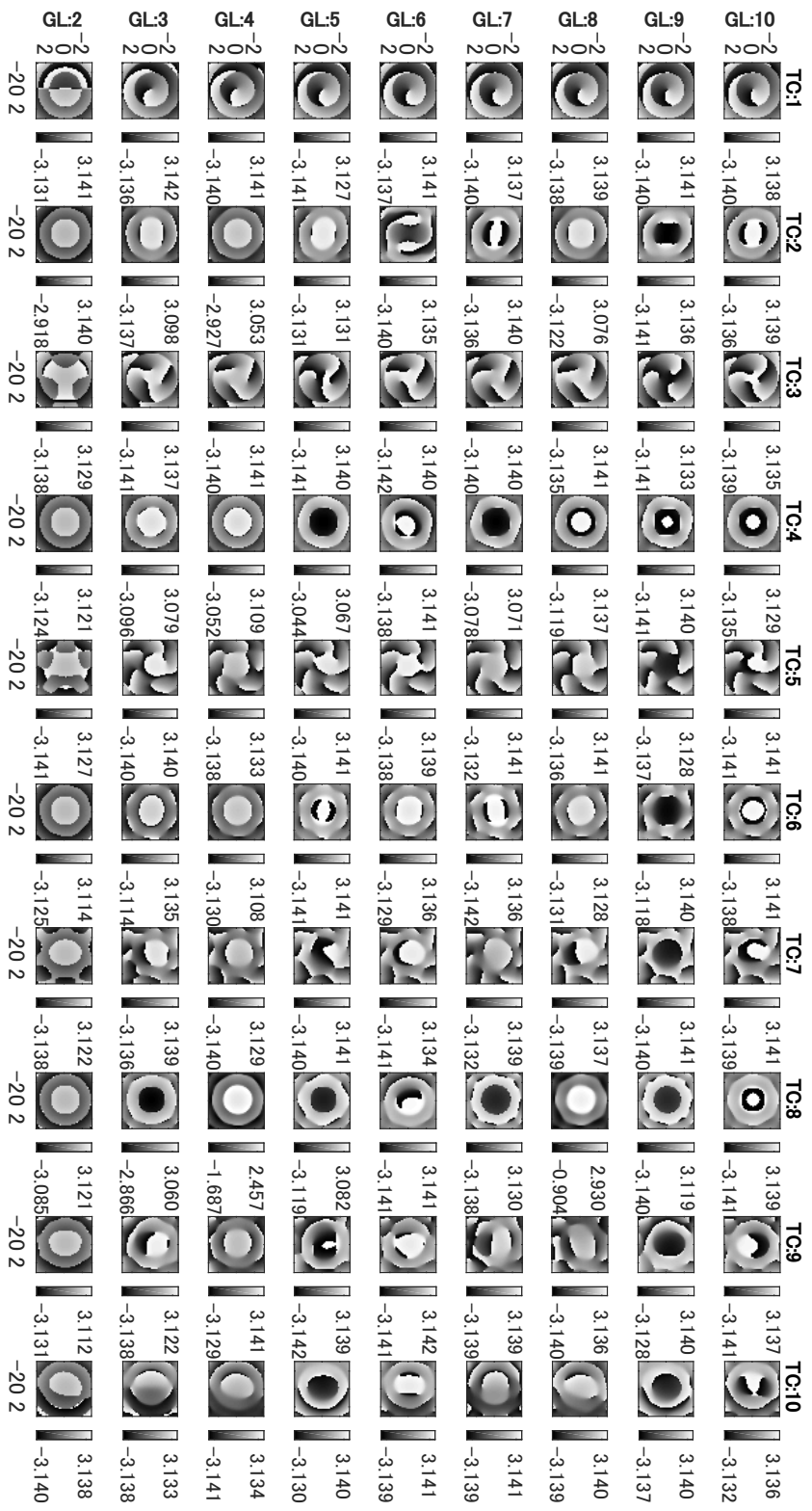


Figura 4.16: Mosaicos de las fases simulados en el plano de la PSF.

niveles de grises produce cambios en la simetría de la distribución focal y altera la cantidad de energía de fuga que llega. Para analizar la escala energética y forma en qué afecta el nivel de gris, se presenta un análisis comparativo en el que se evalúa los cambios que una carga topológica tiene en sus diferentes niveles de gris en un rango espacial. En la gráficas 4.17 y 4.18 se presenta la comparación de intensidades, respectivamente, para el conjunto par e impar.

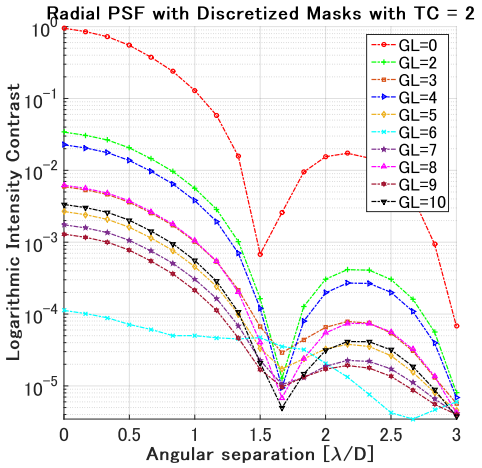
En las figuras se presentan las comparaciones logarítmicas entre la intensidad de referencia sin filtrar (Distribución de Airy) en relación a las intensidades asociadas a la PSF coronográfica. Este tipo de gráfica está diseñada para evaluar el efecto que induce la discretización sobre un tipo de carga topológica. En esta se presenta una curva coronográfica por respectivo nivel de discretización utilizado. El análisis de los niveles de gris se dividen en dos rangos, de bajos niveles (izquierda a-c-e) hasta 10 discretizaciones y de altos niveles (derecha b-d-f) hasta 256 valores.

El análisis de las gráficas indica que todas las configuraciones de filtros efectivamente reducen la intensidad de la señal original, observándose en la reducción de los picos de los puntos máximos de los rizos de la señal sin filtrar. Para el caso de los bajos niveles de discretización (figuras 4.17a-4.17c-4.17e) se observa que el punto radial central de mayor intensidad es disminuido a una escala inferior de 10^{-2} y se extiende hasta 10^{-4} dentro de la región de un disco de Airy (1 λ/D) para algunas combinaciones de los filtros para las cargas pares de $l = 2$ y $l = 6$.

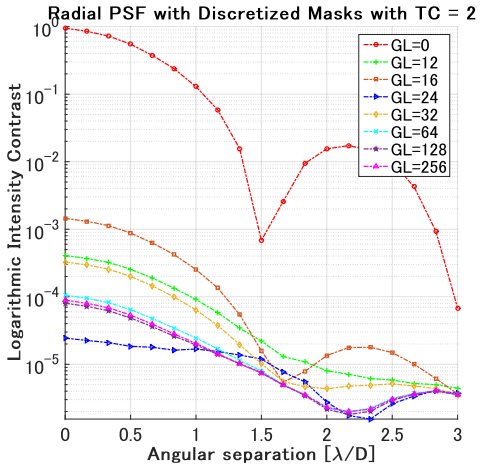
Las cargas impares como en el caso de $l = 5$ generan un comportamiento diferente donde producen un menor grado de extinción para distancias radiales superiores hasta 3 λ/D. En relación al efecto que induce los niveles de discretización, se observa en general que hay una mejora representativa con el incremento de los niveles de discretización logrando reducir el umbral de atenuación hasta una escala de 10^{-1} entre el nivel $GL = 2$ hasta el $GL = 10$. Sin embargo no es claro qué nivel es mejor para todas las cargas puesto que en diferentes combinaciones de carga para un mismo nivel producen resultados sin el mismo comportamiento. Por ejemplo para $l = 2$ y $GL = 8$ (figura 4.17a) se tiene un menor desempeño que en la combinación $l = 5$ y $GL = 8$ (figura 4.17a).

En general, las observaciones para bajos niveles de discretización establecen que las cargas de menor desempeño son $TC = 3, 5, 9$ y el nivel de menor rendimiento fue $GL = 2$. Para la primera observación es atribuible por la simetría de la carga que no genera una distribución adecuada para ser truncada en su totalidad en el plano de Lyot, la cual genera unos focos de fuga de luz como se observa en los mosaicos de la figura 4.13 y 4.14, en el cual parece ser común en las cargas impares que exhiben los pétalos de intensidad en la vorticidad con mayor nivel de energía.

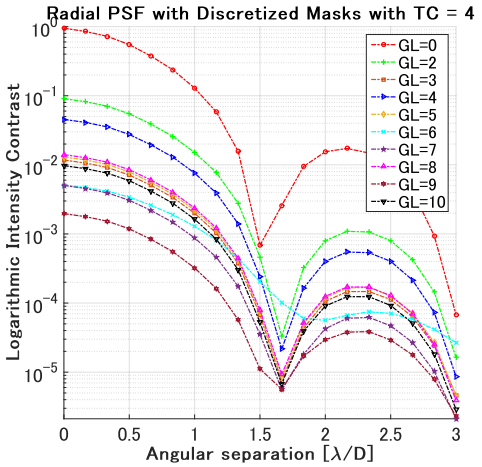
Para la segunda observación su explicación se atribuye a que el sistema con un nivel de discretización de $GL = 2$, genera una singularidad de línea que produce una redistribución de Lyot asimétrica de forma azimutal que posee puntos mayores de fuga que concentran más luz que no es truncable con una proporción de pupila $\beta = 1$. Estos puntos se hacen más evidente por el efecto discreto de la máscara, que es máximo en $GL = 2$, para cualquiera de las cargas topológicas.



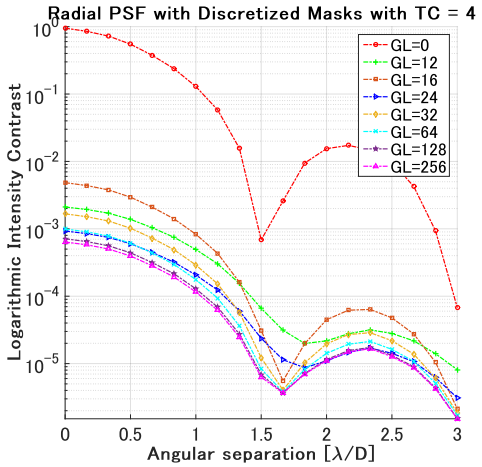
(a) Comparación con $TC = 2$ en $GL \leq 10$.



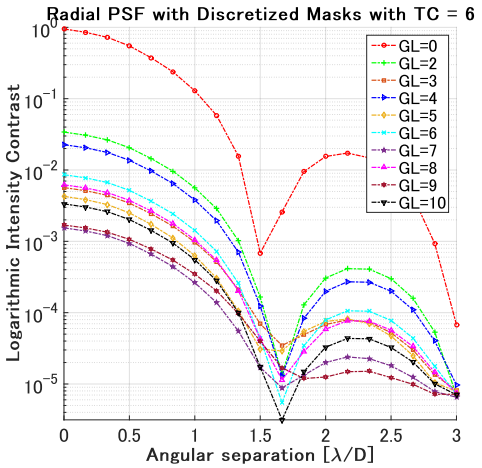
(b) Comparación con $TC = 2$ en $GL \leq 256$.



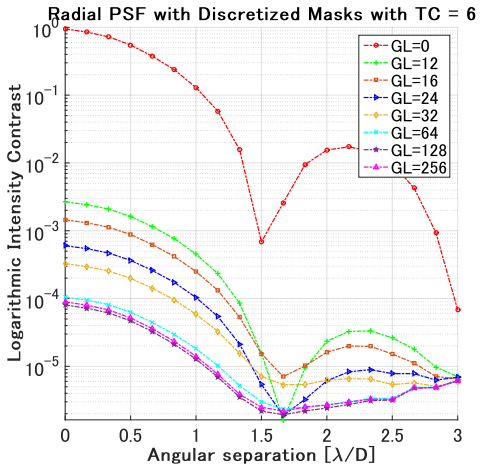
(c) Comparación con $TC = 4$ en $GL \leq 10$.



(d) Comparación con $TC = 4$ en $GL \leq 256$.

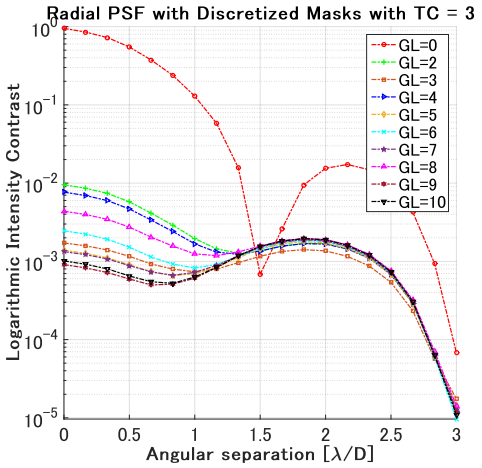


(e) Comparación con $TC = 6$ en $GL \leq 10$.

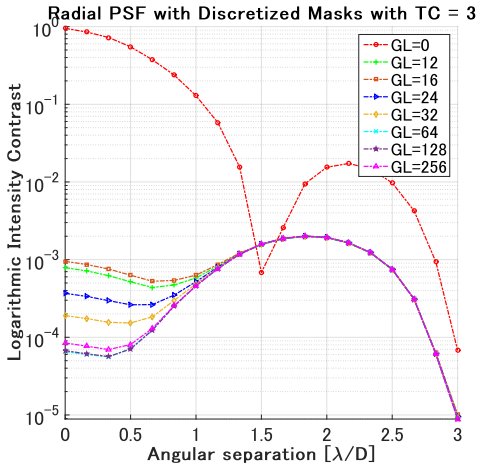


(f) Comparación con $TC = 6$ en $GL \leq 256$.

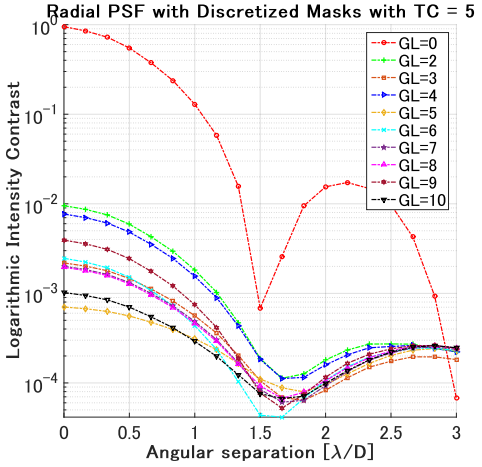
Figura 4.17: Análisis de contraste de intensidades con cargas pares en la PSF.



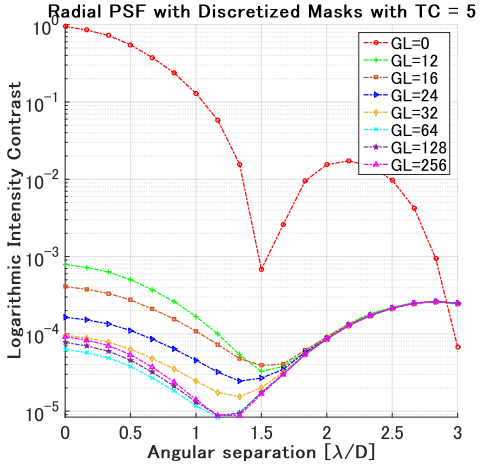
(a) Comparación con $TC = 3$ en $GL \leq 10$.



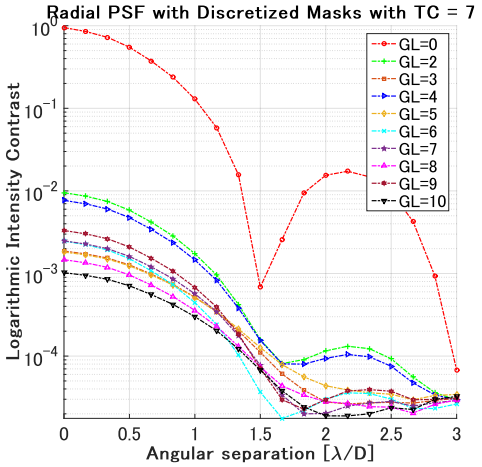
(b) Comparación con $TC = 3$ en $GL \leq 256$.



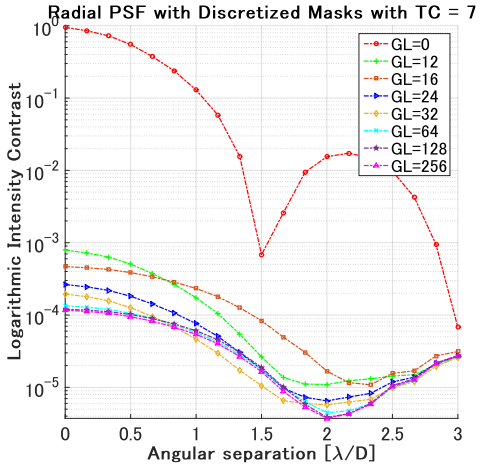
(c) Comparación con $TC = 5$ en $GL \leq 10$.



(d) Comparación con $TC = 5$ en $GL \leq 256$.



(e) Comparación con $TC = 7$ en $GL \leq 10$.



(f) Comparación con $TC = 7$ en $GL \leq 256$.

Figura 4.18: Análisis de contraste de intensidades con cargas impares en la PSF.

En relación al efecto con el aumento del nivel de discretización con las figuras de la columna derecha (4.17a-4.17c-4.17e), se observa un incremento escalado de la efectividad de este parámetro, produciendo una extinción del punto axial central de 10^{-4} y se extiende aproximadamente a 10^{-5} hasta 1 λ/D cuando se utilizan los 256 niveles. En general entre las cargas pares hay un comportamiento bastante similar pero se observa que al aumentar las cargas topológicas se obtiene un mejor desempeño de extinción al posibilitar sacar más la **iluminación** axial.

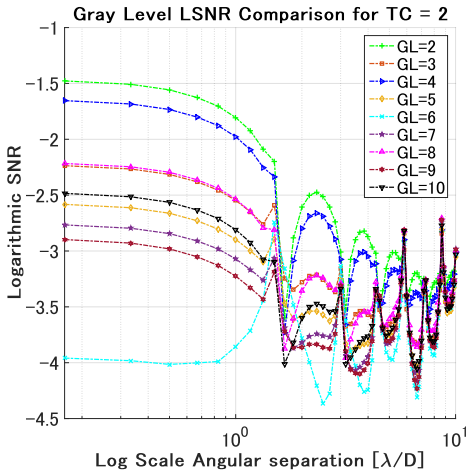
Hay una distinción representativa del comportamiento entre las cargas pares e impares, donde se observa que las cargas impares no alcanzan una supresión mayor de forma global en la intensidad pero mantienen una escala similar de supresión en la región axial, en relación a las cargas pares. Esto puede indicar que la carga $TC = 5$ puede desempeñarse bien con suficientes niveles de gris ($GL > 5$) hasta 1 λ/D, pero para $r > 1\lambda/D$ ofrece menores prestaciones de supresión, en comparación a $TC = 6$ que posee una tendencia espacial descendiente de la intensidad. La ventaja entre estos filtros dependerá entonces de cuál es el IWA definido. Puesto que se observan indicios que las cargas impares pueden tener ventaja local en la supresión axial, pero cargas pares suprimen mejor de forma global.

Para el comportamiento del caso impar en la figura 4.18 se observa que $TC = 3$ reduce la energía en relación a la referencia, pero genera una distribución que posee un umbral promedio hasta 10^{-3} que se extiende hasta casi $3\lambda/D$, punto a partir del cual decae la concentración primaria. el efecto se mantiene igual en el grupo de los altos niveles. Adicionalmente se observa el efecto discutido anteriormente, donde la energía migra hacia la parte externa y genera un máximo después de $1.5\lambda/D$, reduciendo la concentración en el punto axial. Este comportamiento mejora con el aumento de los niveles de gris

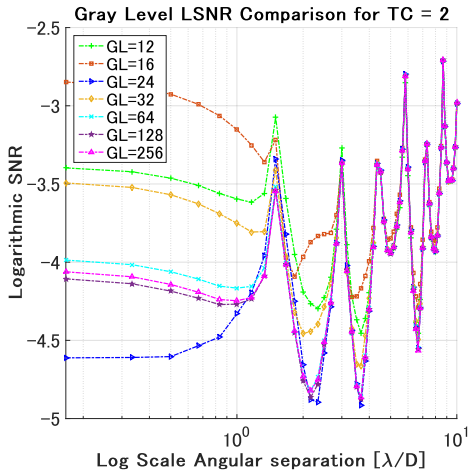
En el caso de $TC = 5$ se produce un comportamiento similar hasta $1\lambda/D$ alcanzando un valor de 10^{-3}, a partir del cual decae hasta 10^{-4}. Con el aumento del nivel de gris, se produce una mejora que alcanza un umbral energético $< 10^{-4}$ y menor que $TC = 3$ en la región axial. A partir de este punto se produce un decaimiento que alcanza hasta los 10^{-5}. En ambos grupos de niveles, la energía vuelve a acumularse desde $1.3\lambda/D$. Para $TC = 7$ se observa un rendimiento similar a $TC = 5$ pero de forma más extendida, donde el caimiento principal llega ser menor a 10^{-5} en $2\lambda/D$ y luego comienza a concentrar en una región posterior a $3\lambda/D$.

En general a las observaciones para el grupo de bajos niveles de gris, se puede establecer que el comportamiento mejora representativamente con el aumento de los niveles de gris, en particular para el valor máximo de $GL = 10$. En el caso de los niveles altos, el rendimiento óptimo para la mayoría de las cargas se presenta a partir de $GL = 64$, con excepción de $TC = 2$.

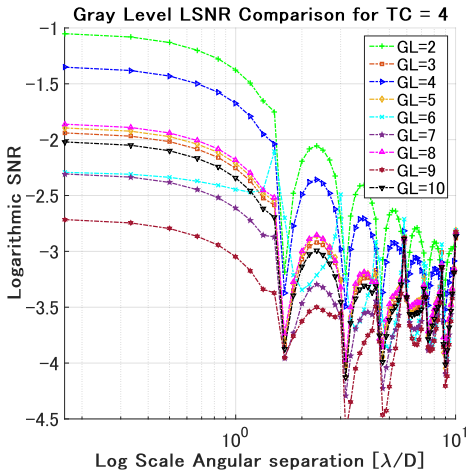
Este primer análisis por magnitudes establece en general que el aumento de la carga topológica y el nivel de discretización generan un incremento proporcional en la capacidad de extinción del sistema, y es congruente con las propiedades analizadas en el plano de Lyot. De este grupo se observa que $TC = 2$ obtiene el mejor desempeño, alcanzando un



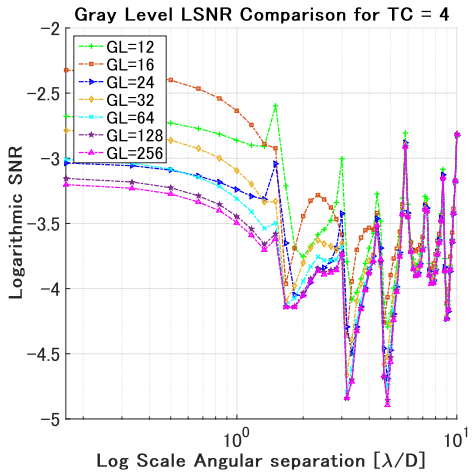
(a) Comparación con $TC = 2$ en $GL \leq 10$.



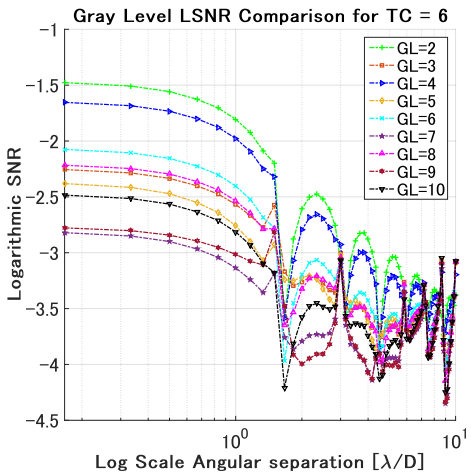
(b) Comparación con $TC = 2$ en $GL \leq 256$.



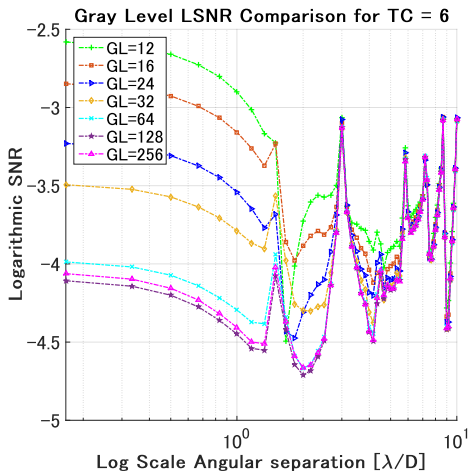
(c) Comparación con $TC = 4$ en $GL \leq 10$.



(d) Comparación con $TC = 4$ en $GL \leq 256$.

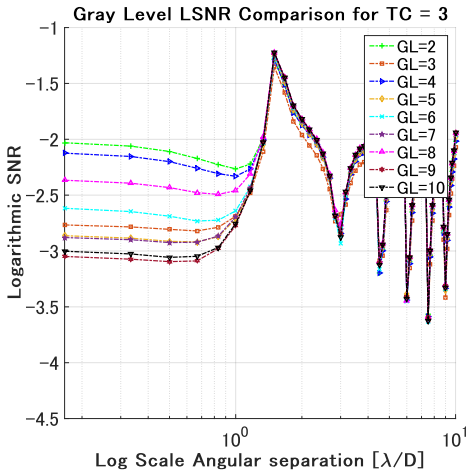


(e) Comparación con $TC = 6$ en $GL \leq 10$.

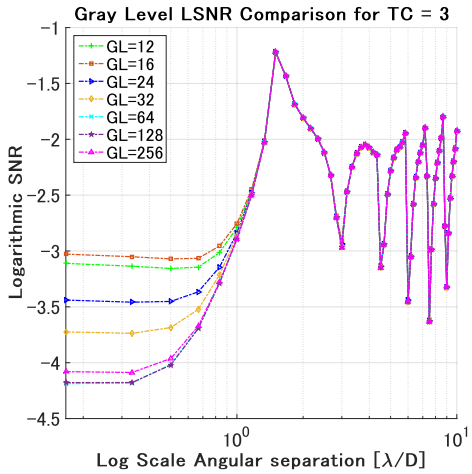


(f) Comparación con $TC = 6$ en $GL \leq 256$.

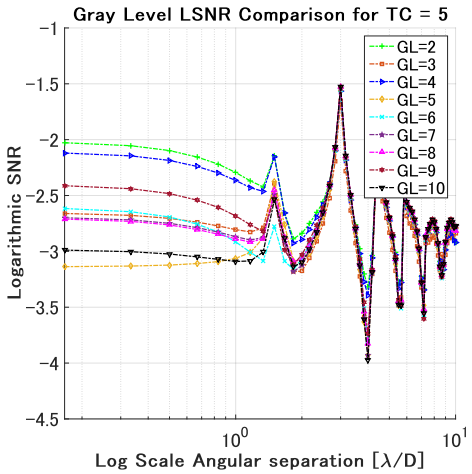
Figura 4.19: Análisis de supresión radial LogSNR con cargas pares.



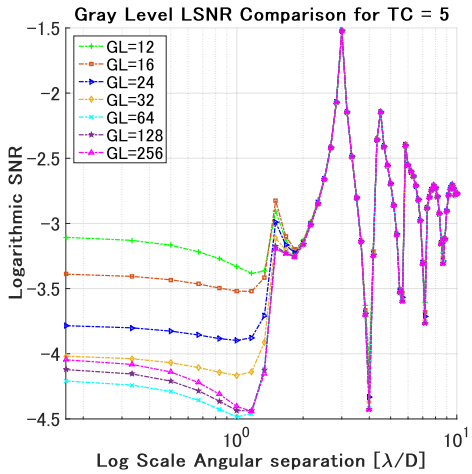
(a) Comparación con $TC = 3$ en $GL \leq 10$.



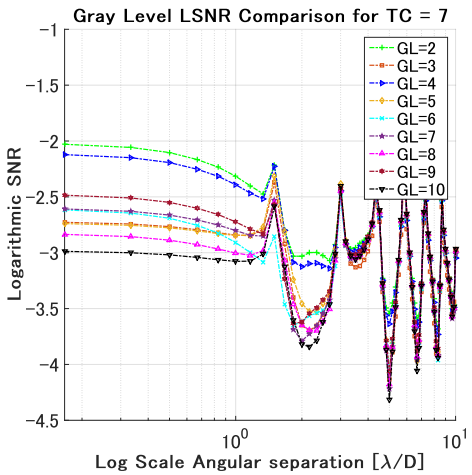
(b) Comparación con $TC = 3$ en $GL \leq 256$.



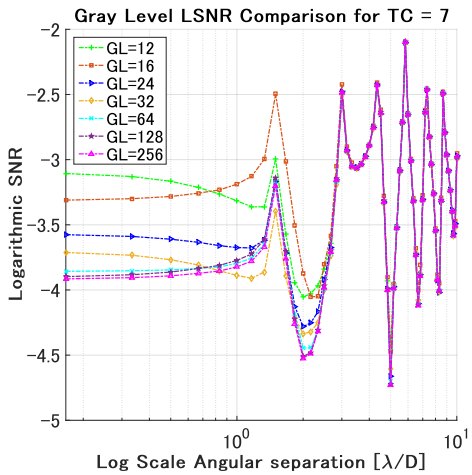
(c) Comparación con $TC = 5$ en $GL \leq 10$.



(d) Comparación con $TC = 5$ en $GL \leq 256$.



(e) Comparación con $TC = 7$ en $GL \leq 10$.



(f) Comparación con $TC = 7$ en $GL \leq 256$.

Figura 4.20: Análisis de supresión radial LogSNR con cargas impares.

mínimo de energía cuando se discretiza con $GL = 6$ en el grupo de bajos niveles, llegando a un umbral inferior a 10^{-4} hasta el rango de $1\lambda/D$. Este comportamiento mejora al discretizarse con $GL = 24$, el cual es próximo a 10^{-5} en el mismo rango y se extiende hasta $+3\lambda/D$. Este comportamiento coincide con lo analizado en el plano de Lyot.

El efecto que ocurre con las altas cargas topológicas, es que no concentran gran parte de la energía en $1 = a/\rho$, pero la extienden hacia las partes externas de la apertura en el campo de Lyot, reduciendo la cantidad de energía contenida en la región interna, y posibilitando truncar más energía en $a/\rho > 1$. No obstante, es importante considerar que bajo una separación angular con el cuerpo central, un mayor OAM reduce el ***throughput* planetario** al sacar más energía fuera de eje y truncarse con la apertura de Lyot.

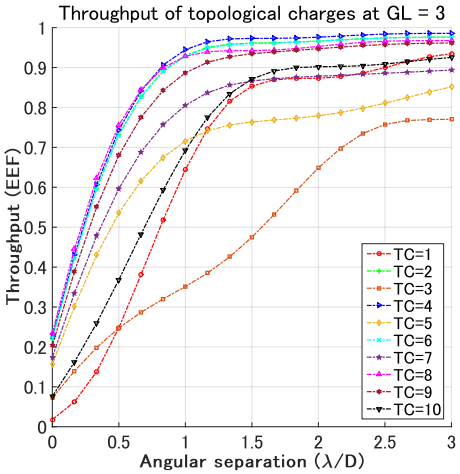
Continuando el análisis sobre el efecto del nivel gris en la extinción, se analiza el LogSNR. En las figuras 4.19 y 4.20 se presenta respectivamente el comportamiento par e impar, donde se analiza como más detalle la proporción de extinción.

Con mejor detalle en la escala de extinción, se pueden identificar tres comportamientos representativos. Para el conjunto par en la figura 4.19 en bajos niveles de gris, $GL = 9$ produce el mejor rendimiento, con excepción de $TC = 2$. En el grupo de altos niveles se observa el efecto de saturación, donde a partir de 64 niveles se produce una mejora algo significativa en 256. El incremento porcentual asociado se presentará más adelante. En el caso impar, el mejor nivel menor corresponde a $GL = 9$ y en el mayor, corresponde a $GL = 64$, donde se hace evidente la saturación hasta 256.

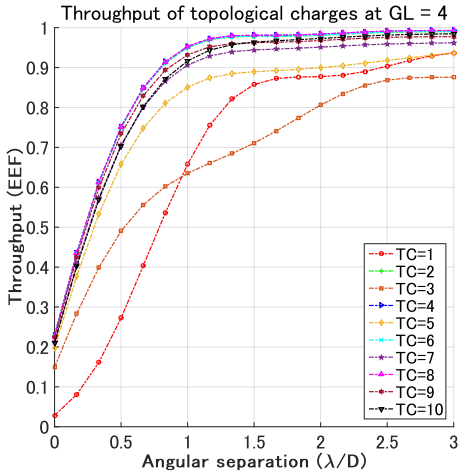
En términos de la extinción en el rango de interés de $1\lambda/D$, el grupo de altos niveles gris para todas las cargas presenta la mayor tasa de extinción coronográfica, corroborando que con el aumento de los niveles y con una mejor definición de la fase, se logra extinguir más la energía axial directamente al promover la circulación y la fracción energética filtrada por la apertura. En términos de la configuración de la carga topológica, los filtros con $TC = 4,7$ presentan un umbral menor, que es mayor a -4 para un λ/D, siendo estas dos cargas las de menor eficiencia de las gráficas presentadas. No obstante $TC = 8$ sigue el mismo comportamiento descrito en Lyot, y es la segunda de menor respuesta después de $TC = 1$.

En caso de rendimiento de extinción medio, con $TC = 3,6$, se obtiene mejor respuesta llegado a bajar levemente más en la escala de extinción al rededor de -4.2. Sin embargo, para $TC = 3$, la extinción llega a ser efectiva hasta la separación angular de $0.5\lambda/D$, ya que rápidamente concentra energía en una región que originalmente no tenía intensidad, y esto se observa con el pico pronunciado que se obtiene en las gráficas 4.20a y 4.20b.

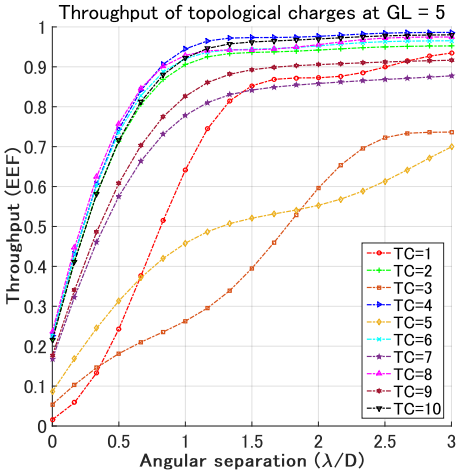
Las configuraciones de mejor rendimiento corresponden a $TC = 2$ y $TC = 5$, respectivamente, con 24 y 64 niveles de gris, logrando una proporción de extinción LogSNR menor a -4.4 en todo el rango de $1\lambda/D$. Entre estas configuraciones $TC = 2$ mantiene el mejor desempeño global de todos los filtros. Tras analizar el rendimiento directo en la eliminación energética en promedio radial, se analiza ahora el comportamiento de la concentración fraccional en términos de la carga topológica. Las figuras 4.21 y 4.22 presentan el



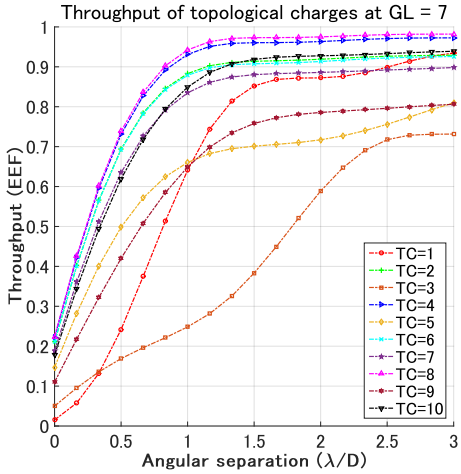
(a) Comparación de EEF con $GL = 3$.



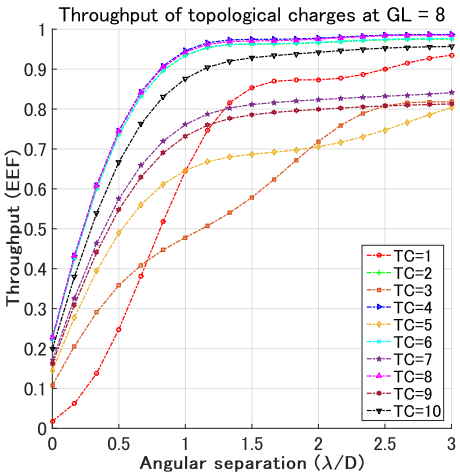
(b) Comparación de EEF con $GL = 4$.



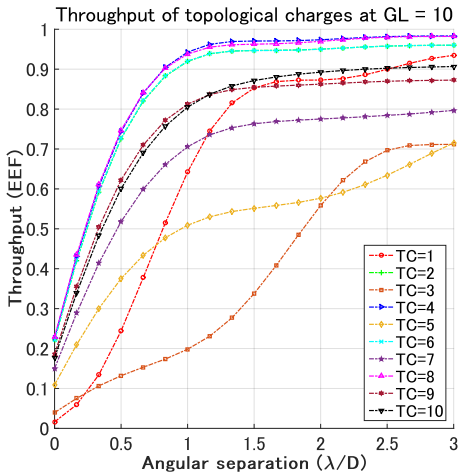
(c) Comparación de EEF con $GL = 5$.



(d) Comparación de EEF con $GL = 7$.

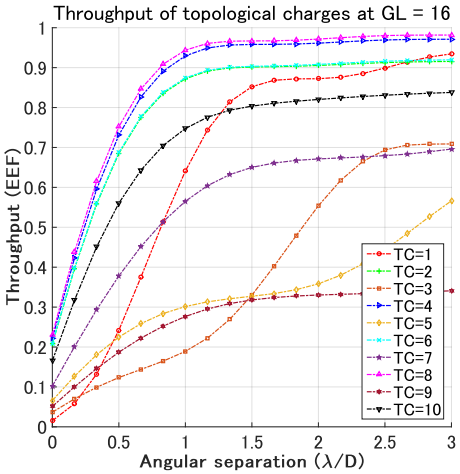


(e) Comparación de EEF con $GL = 8$.

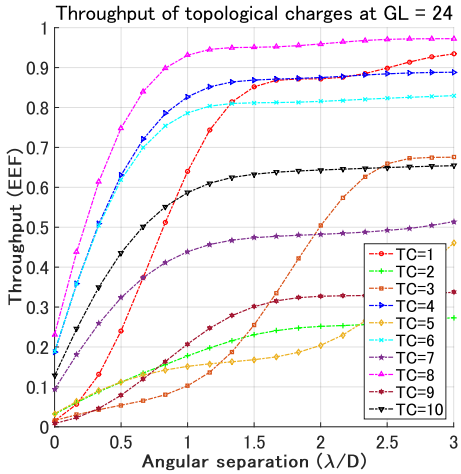


(f) Comparación de EEF con $GL = 10$.

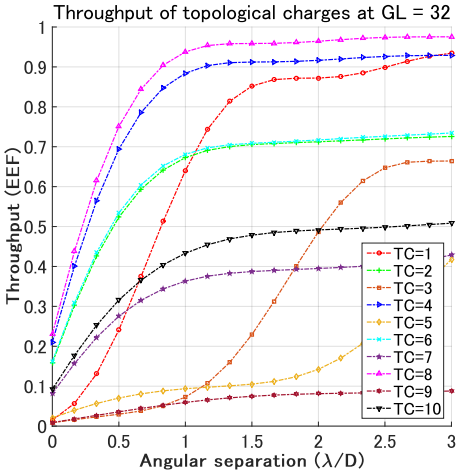
Figura 4.21: Análisis de *throughput* en la PSF con bajos niveles de discretización.



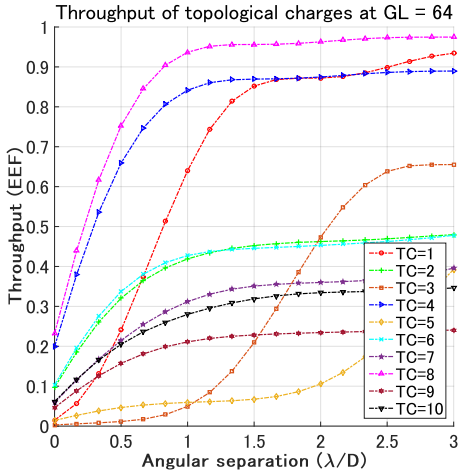
(a) Comparación de EEF con $GL = 16$.



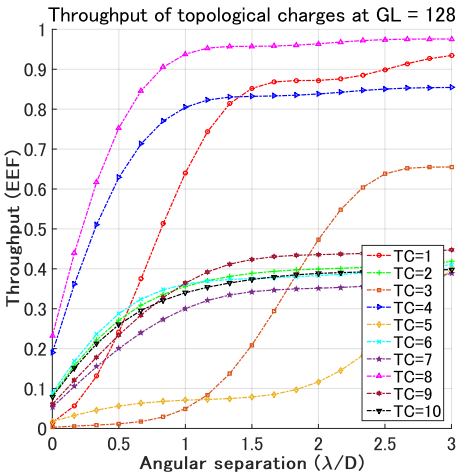
(b) Comparación de EEF con $GL = 24$.



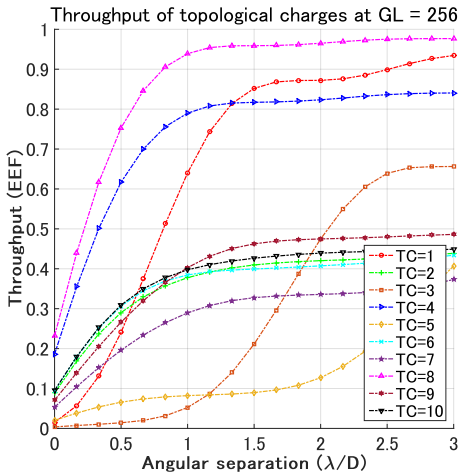
(c) Comparación de EEF con $GL = 32$.



(d) Comparación de EEF con $GL = 64$.



(e) Comparación de EEF con $GL = 128$.



(f) Comparación de EEF con $GL = 256$.

Figura 4.22: Análisis de *throughput* en la PSF con altos niveles de discretización.

efecto del incremento del nivel de gris, donde se evalúan ambos grupos de niveles y se presenta secuencialmente el incremento entre gráficos.

Al analizar la secuencia del nivel de gris, se observan dos comportamientos de densidad. El primero está definido por la carga $TC = 3$ en la figura 4.22a que marca una concentración lenta de energía para $1\lambda/D$, mientras que el resto de cargas directamente concentran rápidamente la energía. Al aumentar el nivel de gris; con salvedad de $GL = 4$, se observa que las cargas $TC = [3,5,7]$ producen una lenta concentración de energía en la región axial contrario a las cargas restantes. Se observa entonces un comportamiento importante para algunos valores impares, el cual se había visto superficialmente en las intensidades de la figura 4.17 y 4.18, que indican que tienen menor energía en la vecindad del eje axial del patrón.

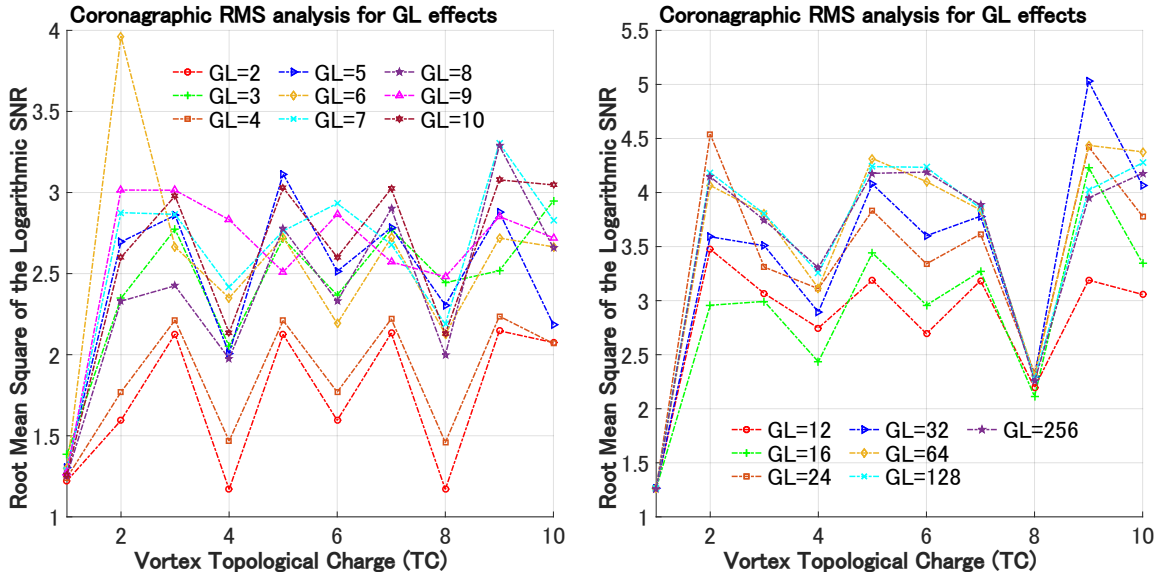
Este efecto puede describirse por la forma en que se constituye la PSF impar que produce un decremento central. Si se observa de vuelta el mosaicos de las PSFs en las figuras 4.13 y 4.14, es de notar que los indices TC pares, generan una concentración con un lóbulo central definido, similar a un tipo Airy levemente distorsionado (asimétrico) y atenuado. Sin embargo para los TC impares se observa que se tiene un lóbulo afectado por los puntos singulares del campo, que producen una alteración de este lóbulo ocasionando que la energía se distribuya más en los alrededores y no sobre un punto. lo que efectivamente descentra la concentración luminosa en el resto del espacio. Esto último puede dar cuenta del porqué hay una menor extinción global con las cargas impares.

Retomando el incremento del nivel de gris en la figura 4.22, se observa que es persistente el efecto con algunas de las cargas impares, donde se incrementa el retardo en la concentración energética, en particular para la carga $TC = 5$ que ha superado en retardo a la carga $TC = 3$ desde $GL = 8$ y se remarca desde $GL = 16$. El incremento del nivel de gris hasta $GL = 32$ no produce una mejora representativa en el retardo de las cargas impares $TC = [3,5]$ pero incrementa fuertemente el retardo de $TC = 7$ fuera de un $1\lambda/D$. Esto conlleva a pensar que $TC = [3,5]$ se destaca rápidamente en reducir la densidad alrededor del 30 % en un rango de proximidad hasta $1\lambda/D$ y $TC = 7$ sostiene una concentración radial del 40 % hasta $2.5\lambda/D$.

El resto de cargas topológicas incrementan el retardo pasando de un rango del 90 %−70 % de la energía encapsulada medida hasta $1\lambda/D$ para un $GL = 16$, a llegar entre un 80 %−60 % a esta misma distancia angular, con excepción de la $TC = 8$ que representa la configuración menos óptima para sacar la energía del punto central con altos niveles de grises ($GL \leq 256$).

A partir del análisis de la supresión y la concentración energética, se procede a cuantificar las métricas de mérito de todas las configuraciones, para establecer el parámetro óptimo y corroborar las observaciones anteriores. En la figura 4.23 se presenta el análisis del LogRMS, que se delimita hasta la distancia de interés de $1\lambda/D$.

En el caso de los bajos niveles, se obtiene un comportamiento muy similar al descrito en el análisis de Lyot en la gráfica 4.7a. En el comportamiento de extinción se destacan, las cargas $TC = 2,5,9$ que producen una razón logarítmica de supresión, respectivamente



(a) LogRMS con bajos niveles.

(b) LogRMS con altos niveles.

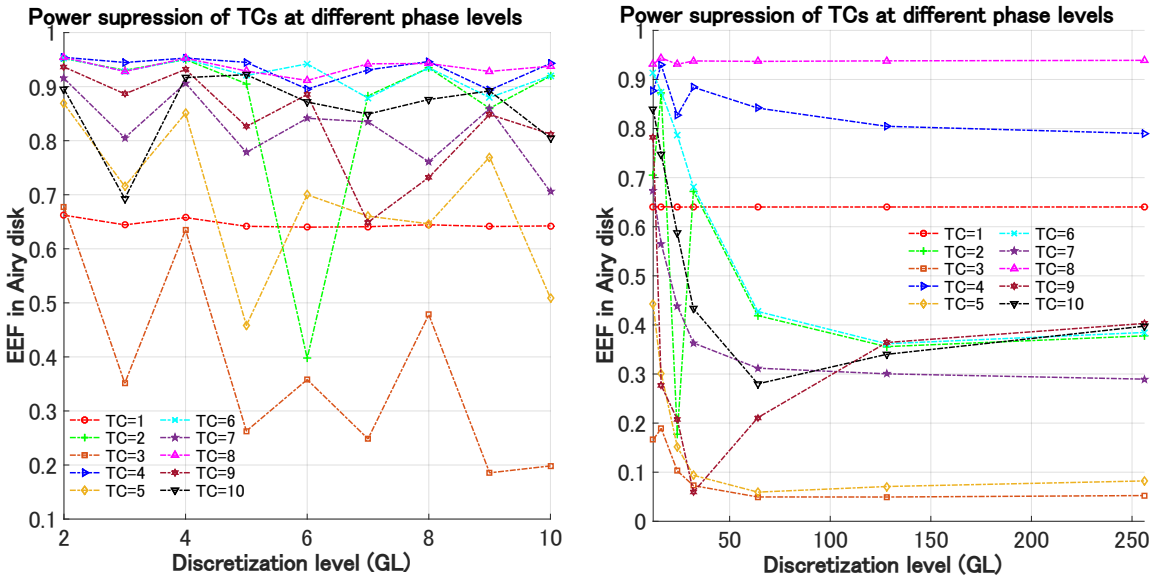
Figura 4.23: Razón de atenuación efectiva en la región de $1\lambda/D$ en la PSF.

de 3.9, 3.1 y 3.25. La carga de mejor desempeño se mantiene en $TC = 2$ en este grupo con $GL = 6$. En el caso de los altos niveles la carga $TC = 9$ presenta una mayor capacidad de supresión en $1\lambda/D$ que $TC = 2$. En ambos grupos de niveles de gris, $TC = 8$ y $TC = 1$ son los que filtran más luz a la PSF. El nivel menor de mejor desempeño es $GL = 10$ y el de nivel mayor se encuentra entre 64 y 32, pero según la trayectoria descrita en la curva de $GL = 64$, se genera una mayor supresión para todas las cargas. Cuando se analiza el rango completo de las separaciones angulares, la carga que mayor suprime en todo el espacio corresponde a $TC = 2$.

En contraste con la información obtenida con el plano de Lyot, hay aspectos congruentes entre ambos análisis de los planos en el comportamiento de los filtros. El cambio paramétrico más significativo, está en que en el rango de altos niveles, el desempeño más óptimo pasa de 32 a 64, y en el caso de $TC = 2$ el nivel de mejor respuesta pasa de $GL = 24$ a $GL = 64$. Esto puede a tribuirse a un incremento en la eficiencia difractiva que se tienen con la fase mejor representada. En algunas cargas, $GL = 32$ genera el mejor desempeño particular.

Para el análisis de la concentración fraccional de energía, la figura 4.24 presenta el EEF hasta la separación angular de $1\lambda/D$.

Las características de la energía encapsulada en el rango de niveles bajos (figura 4.24a), indican que la energía estelar remanente se concentraría muy rápidamente en la región axial bajo estas configuraciones, con una fracción cercana al 95 % de la energía residual. Como se observó en los mosaicos (figuras 4.13 y 4.13)de la PSF se obtienen concentraciones de intensidad entre $-20\,\text{dB}$ y $-30\,\text{dB}$. En un λ/D. La configuración de mejor desempeño en el retardo en el encapsulamiento energético es $TC = 5$, el cual



(a) Fracción energética con bajos niveles.

(b) Fracción energética con altos niveles.

Figura 4.24: Fracción energética acumulada en la región de $1\lambda/D$ en la PSF.

presenta una reducción asintótica de la energía con el aumento del nivel de gris. En el caso de $TC = 2$ y las cargas pares, a pesar de tener la mejor capacidad de extinción, la energía residual se concentra en la región axial. No obstante $TC = 2$ presenta el mejor desempeño par cuando se utiliza el nivel $GL = 6$, coincidiendo con la respuesta de extinción. Como se había analizado anteriormente las cargas impares presentan la menor fracción energética, gracias a la presencia de las singularidades en torno al punto axial.

Este efecto de la **concentración axial** implica que si un cuerpo planetario se sitúa en esta separación angular, sería enmascarado por esta energía fugada. El origen de esta fuga radica principalmente de la razón $\beta = 1$, porque la mayor parte energética que pasa, está contenida en el borde del perfil fino en Lyot sobre $1 = a/\rho$. Si la mayoría de los máximos están a distancia radial y la apertura de Lyot deja pasar hasta a, entonces un buen porcentaje de esta energía pasa directamente a la PSF. Aunque la escala energética logra atenuarse hasta 10^{-5}, la concentración remanente por su simetría radial llega al punto axial. No obstante, mientras el umbral energético sea inferior para detectar el cuerpo planetario y este se encuentre a $\lambda/D > 1$, logra cumplirse el proceso coronográfico.

La forma de compensar este aspecto es independiente a los parámetros de filtrado, y radica en ajustar la razón de apertura, como se designa en las aplicaciones astronómicas a $\beta = 0.95$. Para nuestro análisis, se utiliza la razón con valor unitario tanto para evaluar el punto crítico en la región de corte en $1a/\rho$ como para determinar el comportamiento de extinción y fuga focal, en función de la carga topológica y el nivel de gris. Asimismo al tener campos pequeños, un truncamiento mayor puede conllevar a difractar más el campo en la PSF. Un análisis que se puede plantear es evaluar la fracción energética resultante en términos de la razón de apertura.

Continuando con el análisis en 4.24b se puede observar una reducción considerable en la fracción energética, con excepción de las cargas de menor desempeño $TC = 4,8$. Mientras los valores pares $TC = 2,6$ mejoran la reducción de la fracción, estos se alcanza un punto asintótico inferior al 40 % a partir de $GL = 128$. No obstante $TC = 2$ experimenta una reducción crítica de la fracción con la configuración de $GL = 24$, alcanzando hasta el 20 % de la energía. Con el análisis visto en Lyot y en este EEF, se ha establecido una configuración óptima entre encapsulamiento y extinción.

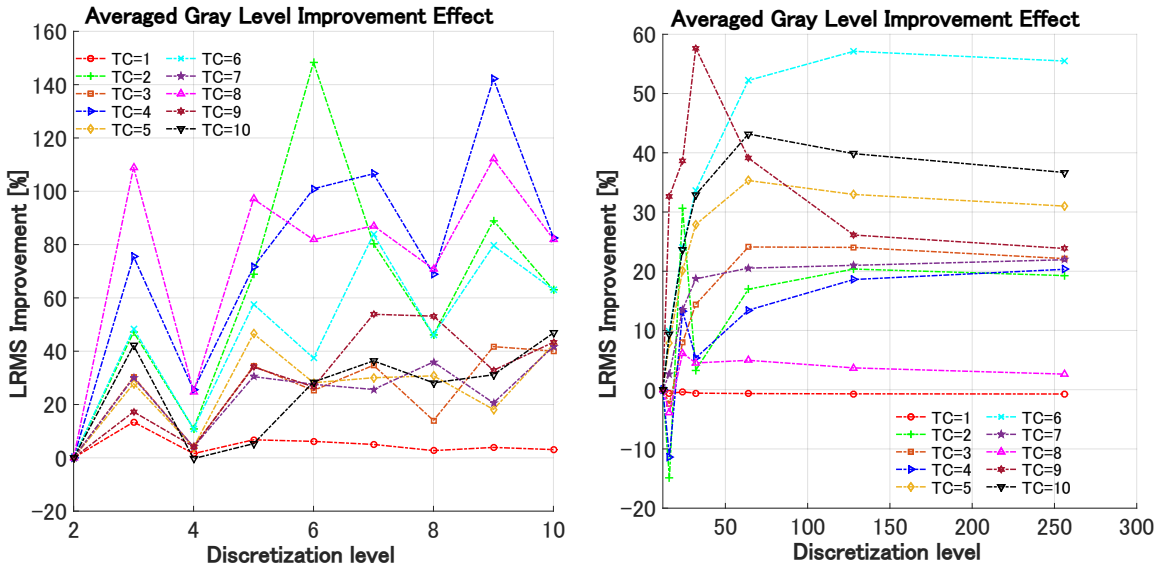
Las cargas impares por su parte, mantienen una fracción baja de la energía relativa, con excepción de $TC = 9,1$, que se posiciona sobre un valor menor al 10 %. Siendo $TC = 5,3$ las configuraciones que tienen la menor fracción, como se había analizado previamente. En el caso de $TC = 9$, se presenta el efecto analizado al inicio, y es que esta carga y $TC = 10$ presentan propiedades similares en la distribución de intensidad. Se cree que por el número de singularidades que se presentan, la distancia al centro incrementa, ocasionando que la luz que es removida por el OAM se encuentre más en la periferia y se concentre en el punto axial, esto en contraste a $TC = 3,5$ que tienen mayor densidad de singularidades sobre la región axial. El efecto principal de logar una menor fracción radica tanto en la mejora de la circulación de luz en Lyot, como en la generación de una distribución más simétrica; al mejorar la eficiencia difractiva con el filtro de fase.

En conjunto con la información obtenida del LogRMS, se puede establecer que $TC = 2$ es la mejor configuración para extinguir luz en $1\lambda/D$, pero cuando $GL \neq [6,24]$, la energía residual se concentra en el punto axial. Para $TC = 9$ con $GL = 32$, se logra una supresión bastante uniforme de 10^{-5} hasta $+5\lambda/D$, pero la energía remanente tenderá a posicionarse en el eje. Como punto intermedio, $TC = 5$ llega hasta casi 10^{-5} y posibilita un bajo encapsulamiento energético.

Para finalizar este análisis se presenta la mejora porcentual entre los parámetros de los filtros con la figura 4.25.

El comportamiento que describen ambas gráficas mantiene la misma tendencia descrita en Lyot, estableciendo que el nivel de gris $GL = 3$ generó el cambio más representativo para todas las cargas hasta un 80 %, se alcanzó una mejora del 148 % en $GL = 6$ con $TC = 2$, y cercano a este con un 142 % se produjo $TC = 9$ con $GL = 9$. En términos del análisis de Lyot se genera una distinción de saturación en la paridad donde las cargas pares llegan un punto óptimo de mejora sobre $GL = [24\ 32]$, mientras que las impares sobre 64. A partir de$GL = 128$ se hace más evidente el punto de saturación. En el grupo de altos niveles, $GL = 64$ generó el cambio más representativo para la mayoría de las cargas. $TC = 6$ Obtuvo el segundo porcentaje más alto de mejora hasta el 57 % y el primero obtuvo el 58 % con $TC = 9$ en $GL = 32$.

Para resumir el análisis de la PSF esta sección, se tabula el promedio general entre niveles de grises de ambos rangos, para establecer el comportamiento efectivo entre cargas topológicas, tanto en extinción, porcentaje de mejora, como en encapsulamiento energético. Las tablas 4.1 y 4.2 presentan respectivamente el conjunto par e impar en los diferentes rangos de nivel de gris, evaluados hasta $1\lambda/D$ de separación angular.



(a) Mejora porcentual con bajos niveles.

(b) Mejora porcentual con altos niveles.

Figura 4.25: Incremento porcentual de la razón de atenuación en la PSF.

		$GL \leq 10$					$GL \leq 256$				
		$l=1$	$l=3$	$l=5$	$l=7$	$l=9$	$l=1$	$l=3$	$l=5$	$l=7$	$l=9$
LRMS											
	$\overline{X}$	1.280	2.658	2.663	2.645	2.780	1.263	3.461	3.896	3.632	4.183
	σ	0.048	0.328	0.333	0.296	0.419	0.003	0.345	0.432	0.291	0.564
IMP%											
	$\overline{X}$	4.742	24.962	25.346	24.009	29.481	-0.520	12.891	22.176	14.057	31.149
	σ	3.903	15.425	15.659	13.857	19.509	0.255	11.263	13.532	9.138	17.674
PS											
	$\overline{X}$	0.646	0.377	0.687	0.823	0.834	0.640	0.097	0.172	0.420	0.329
	σ	0.008	0.182	0.139	0.068	0.094	0.000	0.058	0.146	0.148	0.230

Tabla 4.1: Promedios de LogRMS para los filtros de cargas impares simulados.

■ Nótese que estos valores previos de las tablas 4.1 y 4.2 entregan un valor efectivo entre niveles de gris de forma global para el desempeño coronográfico, y sirven como un valor de referencia rápida. Dada la importancia del nivel de gris en el rendimiento, estos valores deben revisarse con las propiedades individuales del LogRMS y el *Power Supression* para la escogencia adecuada de los filtros.

Como mención a estos resultados, un aspecto crítico en el rendimiento de los niveles de discretización y su incidencia en la eficiencia, corresponde directamente a la forma de discretización y ubicación del valor central del filtro de fase, que pueden afectar

		$GL \leq 10$					$GL \leq 256$				
		$l=2$	$l=4$	$l=6$	$l=8$	$l=10$	$l=2$	$l=4$	$l=6$	$l=8$	$l=10$
LRMS											
	$\overline{X}$	2.577	2.045	2.352	2.033	2.578	3.851	2.980	3.588	2.253	3.868
	σ	0.702	0.496	0.451	0.442	0.374	0.536	0.310	0.619	0.076	0.500
IMP%											
	$\overline{X}$	61.542	74.875	47.438	73.848	24.235	10.797	8.519	33.180	2.592	26.525
	σ	44.032	42.371	28.270	37.775	18.050	15.426	11.294	22.968	3.442	16.345
PS											
	$\overline{X}$	0.859	0.934	0.923	0.936	0.858	0.512	0.851	0.633	0.937	0.518
	σ	0.176	0.023	0.027	0.014	0.071	0.244	0.049	0.238	0.005	0.213

Tabla 4.2: Promedios de LogRMS para los filtros de cargas pares simulados.

la simetría del campo. Para garantizar una distribución con mayor simetría, en el píxel central de la máscara de fase ($\lfloor (n+1)/2 \rfloor$) se establece un valor de 2π para que al discretizarse siempre se obtenga un valor de 0 para todos los filtros. De lo contrario se produce un cambio del gradiente local de fase y desplaza el centro de la dislocación, ocasionando que se salga del eje con la distribución focal.

Para finalizar este capítulo, en la siguiente sección se realiza un análisis expreso de la incidencia del rendimiento coronográfico, cuando la apertura de entrada es iluminada con una **función de apodización** gaussiana, para evaluar la transición y definición de luz en la región de corte de Lyot, con el objetivo de entender la importancia de la condición circular de entrada, y visualizar qué ocurre cuando no se satisface.

4.3 Efectos de la iluminación gaussiana

Para esta sección se plantean dos pruebas en el que se busca explorar el efecto de una **transición suave** como campo de iluminación. En la primera prueba se busca evaluar el aumento del ancho w_0 en una **distribución gaussiana**, para recorrer la transición desde una campana gaussiana hasta una función tipo circ. La segunda prueba es la evaluación paramétrica de los diferentes filtros para una sola función de iluminación apodizada.

En la primera prueba se define a $w_0 = a/N$, donde a corresponde al diámetro de la apertura circular uniforme y N es un valor real que genera una fracción o incremento

en la varianza gaussiana. Este campo de entrada se define como:

$$U_g(x,y) = \frac{w_0}{w} \cdot \exp\left[-\frac{(x-x_0).^2 + (y-y_0).^2}{w^2}\right] \cdot \exp\left[-ik\frac{(x-x_0).^2 + (y-y_0).^2}{2R}\right] \cdot \exp\left[i\phi\right], \tag{4.1}$$

donde w es el ancho de la función evaluado en $z = 0$, (x_0, y_0) es el centro de la distribución, R es el radio de curvatura y ϕ es la fase de Guoy. La función gaussiana resultante se trunca con una función circular de diámetro a, estableciendo la **apertura de entrada**

$$U_0(x,y;a,N) = \mathrm{circ}(x,y;a) \cdot U_g(x,y;N). \tag{4.2}$$

Para la prueba, la apertura de entrada se mantiene con el mismo diámetro $a = 3\,\mathrm{mm}$ y el campo se evalúa en las fracciones $N = [1/5, 1/2, 1, 2, 3, 4]$, generando desde 5 veces el ancho de la apertura hasta un ancho cuatro veces menor. Los campos se introducen en el coronógrafo de espectro angular para su propagación. En esta prueba se analiza tanto la fase como la intensidad para una configuración fija de $TC = 2$ en $GL = 6$.

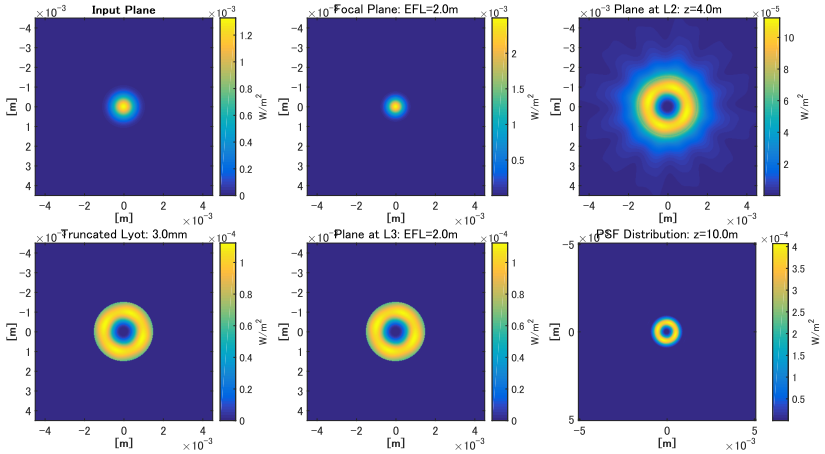
Los diferentes campos se analizan en secuencia partiendo desde la distribución más gaussiana hasta la más circular. La evaluación del efecto inicia con las transiciones de intensidad, como se presenta en las figuras 4.26 y 4.27.

De los cambios más representativos que se tienen con la variación evidencia en la distribución de Lyot. En el caso con el menor ancho gaussiano $a/4$, se produce un borde suave en la región del perfil de corte de Lyot con un diámetro menor que a permitiendo que la energía menor se trunque es la externa en lugar de los máximos de intensidad. La PSF que se forma corresponde al *kernel* tipo toroidal de un vórtice, con la ausencia de las oscilaciones de Gibbs, debido al soporte compacto que tiene la función gaussiana y las bajas frecuencias que tiene los bordes suaves del plano de Lyot.

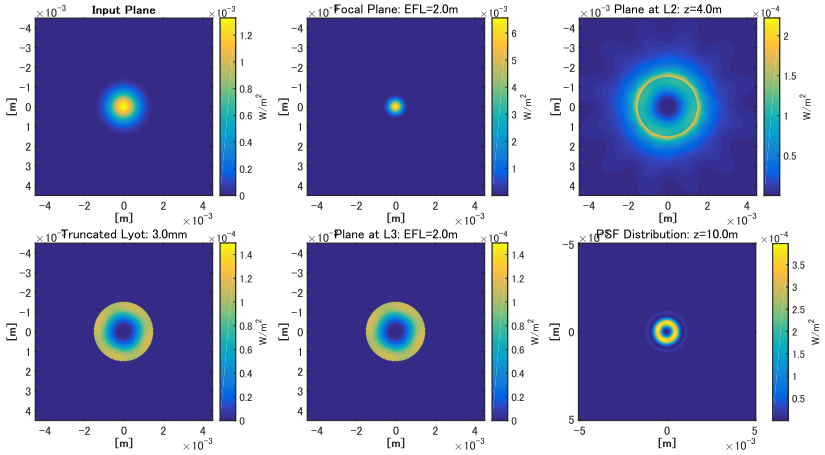
Con el aumento del ancho a $a/3$ la distribución de Lyot comienza a producir un borde tipo anillo sobre el diámetro de la apertura. Con esta distribución se observa que existe un mínimo en la región interna, produciendo una transición suave entre el mínimo y el máximo en Lyot. Debido a la concentración interna de energía, aun con el truncamiento del plano se presenta una fuga alta hacia la PSF, que describe un *kernel* toroidal con oscilaciones secundarias, ya que la apertura de Lyot truncada empieza a describir bordes.

Con el incremento del ancho a $a/2$, el campo gaussiano es del mismo tamaño de la apertura, esto produce un punto focal más estrecho que en los casos anteriores. En el plano de Lyot, se genera una mejor definición del perfil de corte y más energía comienza a salir de la región interna. En el campo truncado se observa que todavía hay una transición suave interna de energía remanente, pero ahora los máximos fueron truncados en el perímetro de la apertura. La distribución en la PSF describe cambios en la forma del vórtice, donde se ha perdido la simetría azimutal y aparecen concentraciones definidas en el anillo principal. Asimismo se aparece el orden secundario.

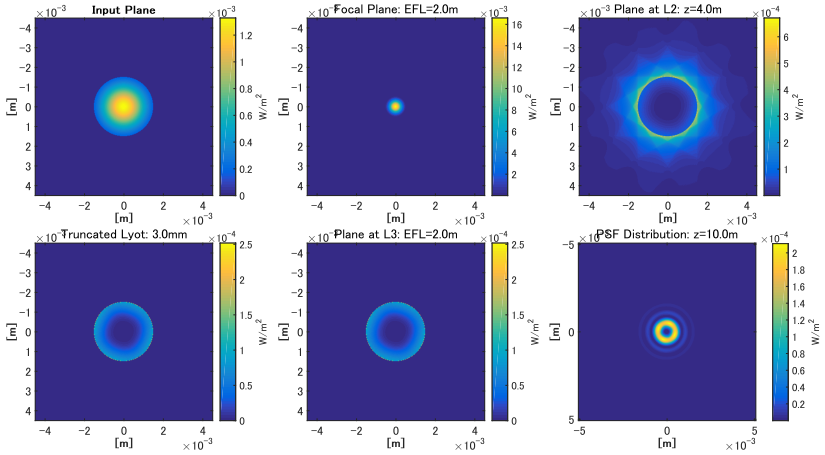
A partir del ancho $a/1$, el **campo gaussiano** crece por fuera de la apertura y comienza a



(a) Intensidades coronográficas con ancho $w = 0.75\,\text{mm}$.

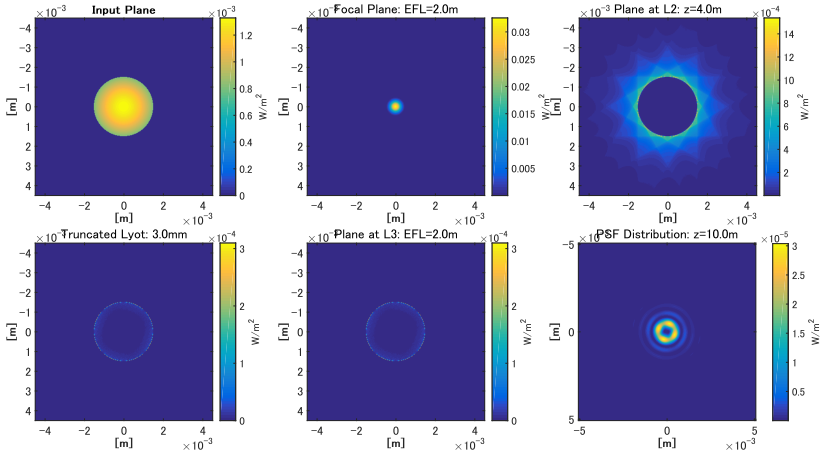


(b) Intensidades coronográficas con ancho $w = 1.00\,\text{mm}$.

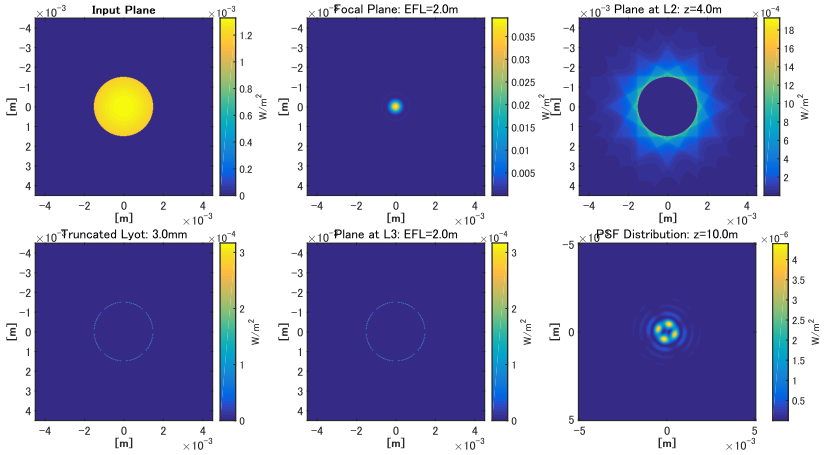


(c) Intensidades coronográficas con ancho $w = 1.50\,\text{mm}$.

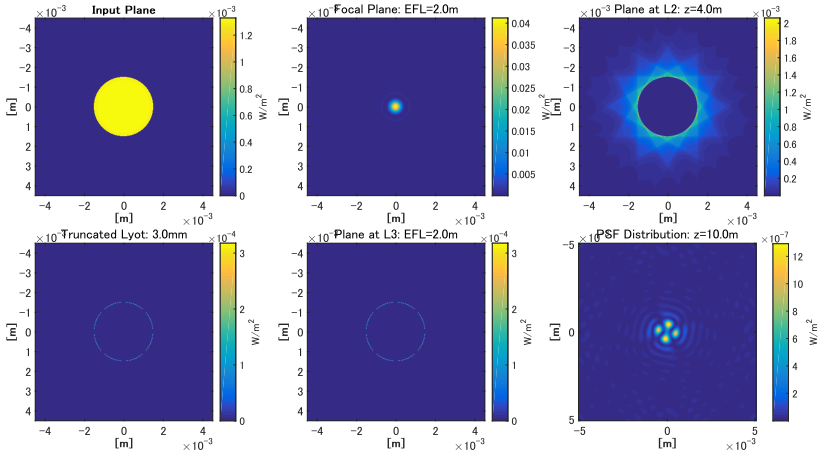
Figura 4.26: Intensidades coronográficas con iluminación gaussiana.



(a) Intensidades coronográficas con ancho $w = 3.00\,\text{mm}$.



(b) Intensidades coronográficas con ancho $w = 6.00\,\text{mm}$.



(c) Intensidades coronográficas con ancho $w = 15.00\,\text{mm}$.

Figura 4.27: Intensidades coronográficas con iluminación circular apodizada.

truncarse, generando una distribución circular apodizada. Con este campo La estructura en el plano de Lyot comienza a definirse mucho más, al hacer circular más energía hacia la parte externa y produciendo un perfil de corte en $1 = a/\rho$ con mayor nivel de intensidad. No obstante en el plano truncado se aprecia que todavía queda una transición remanente que no es del todo vertical sino que decae rápidamente hacia el mínimo axial. La PSF que se produce parte la distribución energética en regiones de mayor energía, y el ***kernel* toroidal** original del vórtice comienza a desaparecer.

Con el ancho en $2a$ la iluminación tiende a ser a una función de tipo circ. El campo tras la convolución produce una transición de Lyot que se asemeja más al comportamiento con un circ, alcanzando un perfil de corte vertical donde se ha extinguido una mayor cantidad de energía. La distribución de la PSF ha perdido el *kernel* toroidal y tiene a generar una distribución coronográfica de energía.

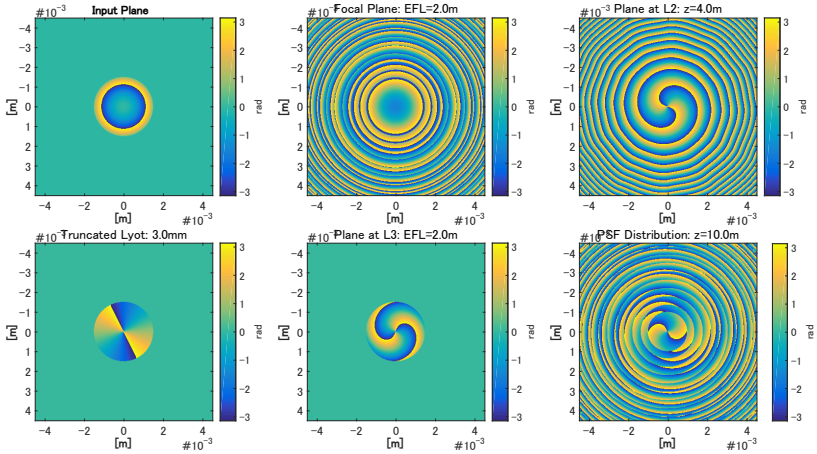
Finalmente con un ancho máximo en $5a$ se tiene una función circ con bordes levemente apodizados, el cual produce una distribución coronográfica similar al obtenido en el análisis de la sección previa.

El comportamiento de las fases de los campos se describen en las figuras 4.28 y 4.29. Con el análisis de la fase se ha encontrado una transición importante de la información de fase, que responde a las observaciones previas con la desaparición de la estructura singular en las cargas pares. Al analizar el comportamiento de la fase de Lyot con la iluminación Gaussiana con un ancho de $a/4$, se encuentra que la estructura del vórtice se define correctamente dentro de esta región de $1 = a/\rho$ y se transfiere completamente a la PSF, generando el *kernel* del vórtice.

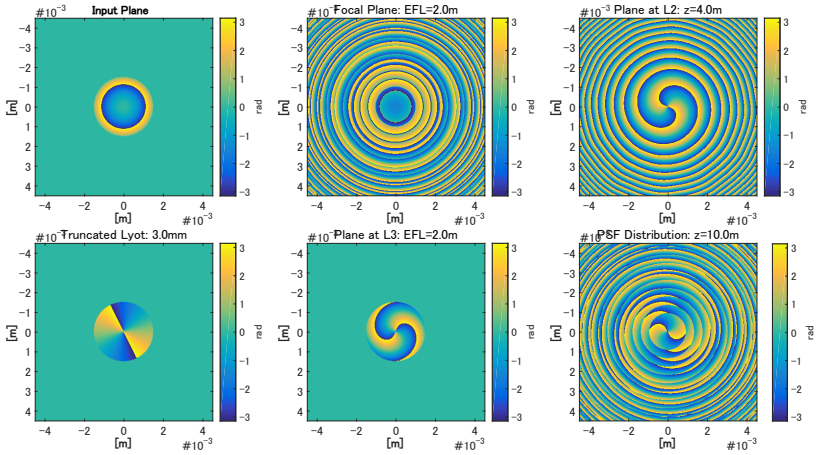
A medida que se comienza a enchanzarse el campo de iluminación y empieza a comportarse como una distribución uniforme, la estructura del vórtice comienza a perderse, y empieza a generarse la ruptura de la carga. Con un ancho de $a/2$, la estructura espiral empieza a presentar la ruptura donde se produce una variación moteada tipo ruido en las espirales, justo dentro del perímetro delimitado por la apertura de entrada.

Al seguir ensanchando, en la apertura truncada de Lyot el moteado aparece sobre toda la estructura helicoidal, produciendo una distribución tipo ruido. en los bordes de las hélices, y se observa que empiezan a desacoplarse los puntos de singularidad en la fase, como se observa en la fase con $L3$. El efecto coincide con la perdida de la estructura toroidal en la intensidad descrita para un ancho de $a/1$. De forma consecutiva con los anchos mayores, la estructura helicoidal se vuelve tipo ruido con rupturas en la dirección de la fase, generando que se pierda el centro del vórtice y las dos dislocaciones de fase. En el campo con mayor comportamiento circ se ha desintegrado el centro de la vorticidad en el campo de Lyot justo en el área delimitada de la apertura en $1 = a/\rho$, y sin esta estructura, se pierde el *kernel* toroidal de la vorticidad en la PSF.

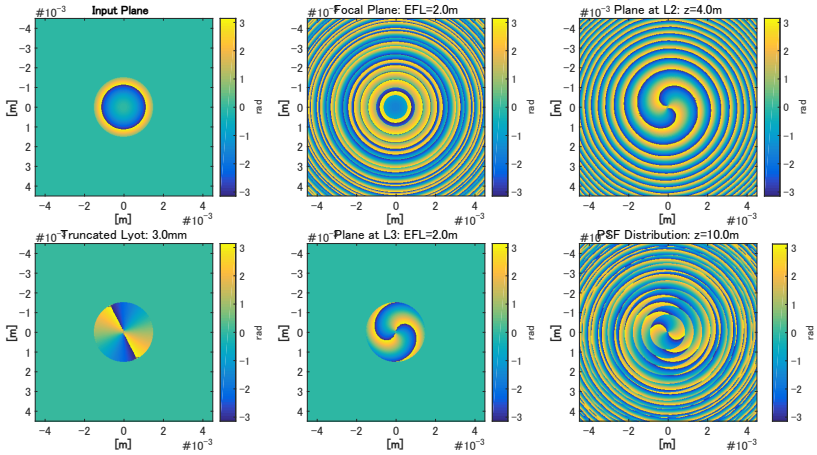
Este efecto, no obstante, no se observa específicamente en la carga impar $TC = 3$, y no presenta este tipo de variación granular, en los diferentes campos coronográficos aún con los cambios del ancho gaussiano. Directamente este comportamiento se atribuye a la relación que cumple la apertura y el orden azimutal en la forma analítica de este plano.



(a) Fases coronográficas con ancho $w = 0.75\,\text{mm}$.

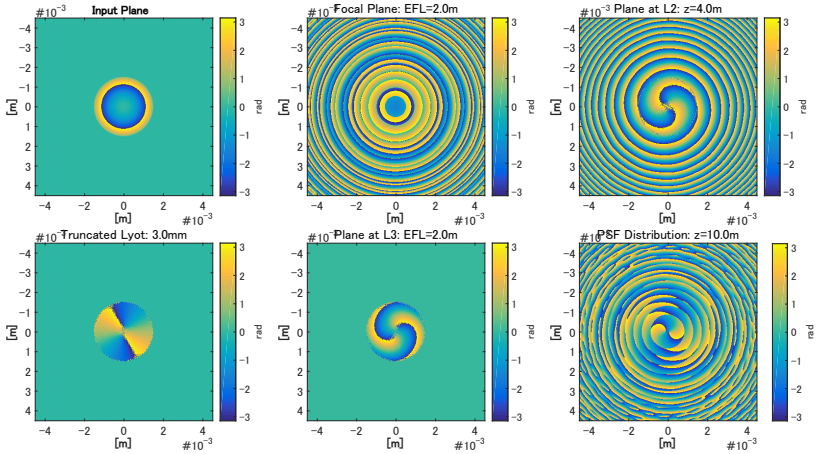


(b) Fases coronográficas con ancho $w = 1.00\,\text{mm}$.

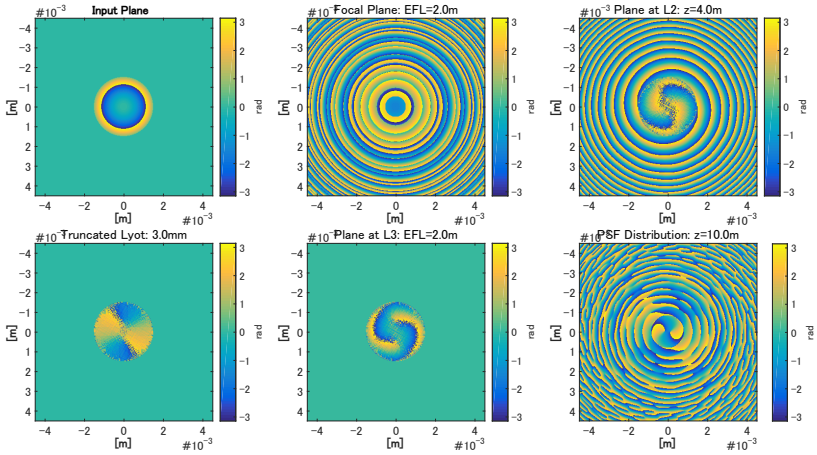


(c) Fases coronográficas con ancho $w = 1.5\,\text{mm}$.

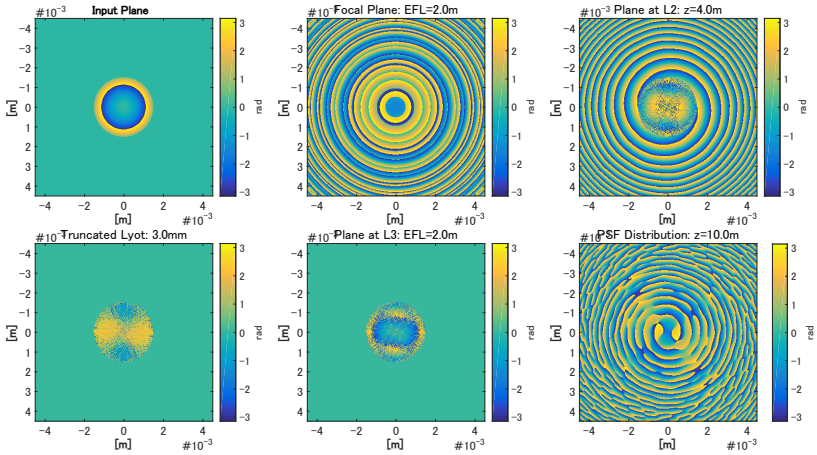
Figura 4.28: Fases coronográficas con iluminación gaussiana.



(a) Fases coronográficas con ancho $w = 3.00\,\text{mm}$.



(b) Fases coronográficas con ancho $w = 6.00\,\text{mm}$.



(c) Fases coronográficas con ancho $w = 15.00\,\text{mm}$.

Figura 4.29: Fases coronográficas con iluminación circular apodizada.

Otras causas de este efecto aún siguen en estudio. Otra connotación de una iluminación con bordes suaves al truncar la función gaussiana, corresponde al posible incremento de la energía que puede filtrarse en la PSF. En ausencia de un borde discontinuo, se reducen las oscilaciones y al más suave con un ancho gaussiano pequeño ($w < a$), en Lyot se genera una transición suave en el perfil de corte, y se incluye más energía en la región interna. Además, entre más gaussiana sea la distribución de entrada más se preserva el *kernel* toroidal en la PSF.

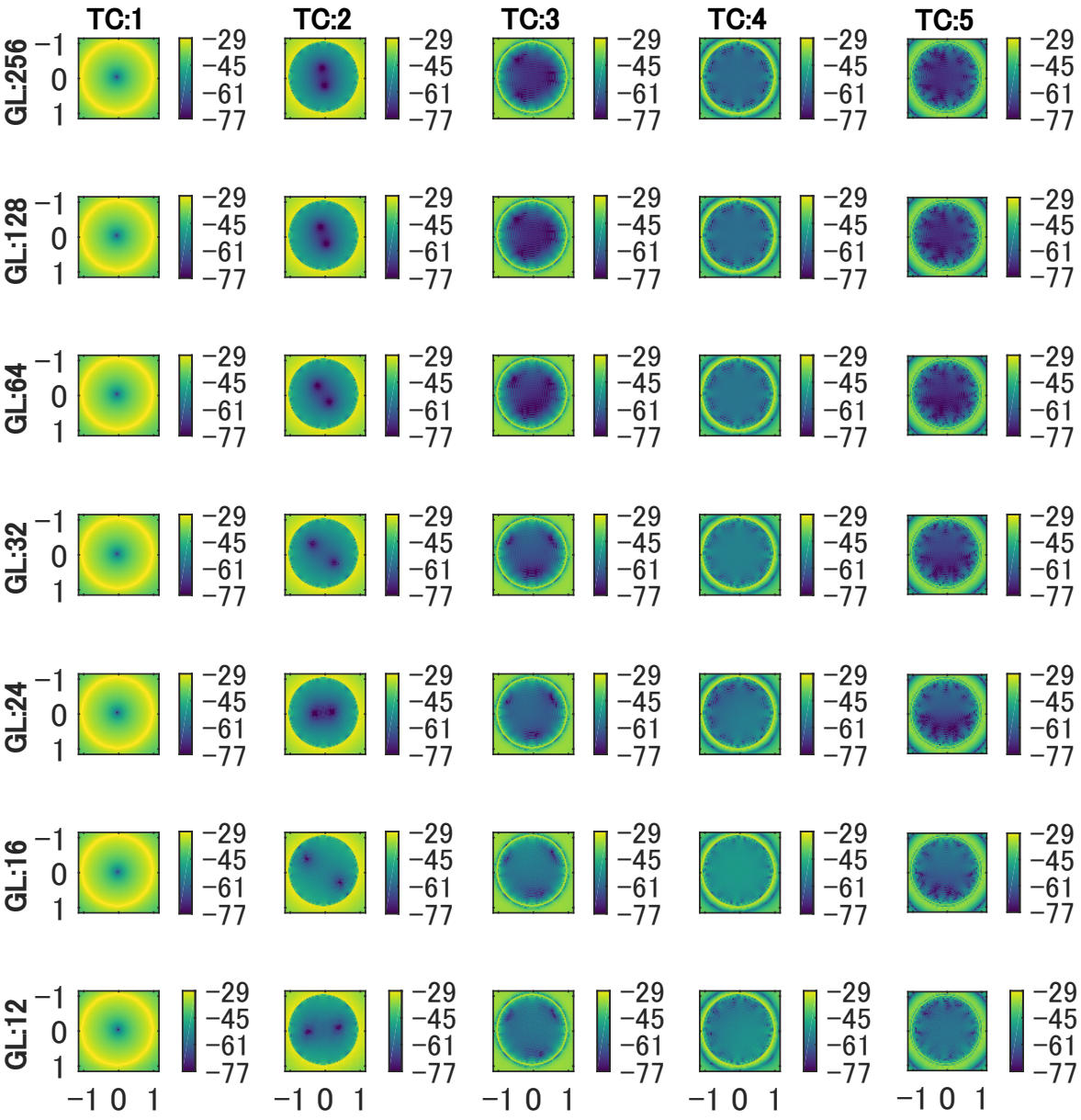


Figura 4.30: Intensidades de Lyot con $w = 1.00\,\text{mm}$: $TC \leq 5, GL \leq 256$.

La pregunta entonces es cómo afecta esta energía al rendimiento coronográfico. Para

dar respuesta al interrogante, se presenta el segundo análisis. En las figuras 4.30 y 4.31, se evalúa el plano de Lyot y su correspondiente PSF, con ancho gaussiano de 3 mm, donde se tiene un comportamiento intermedio de uniformidad con apodizada gaussiana.

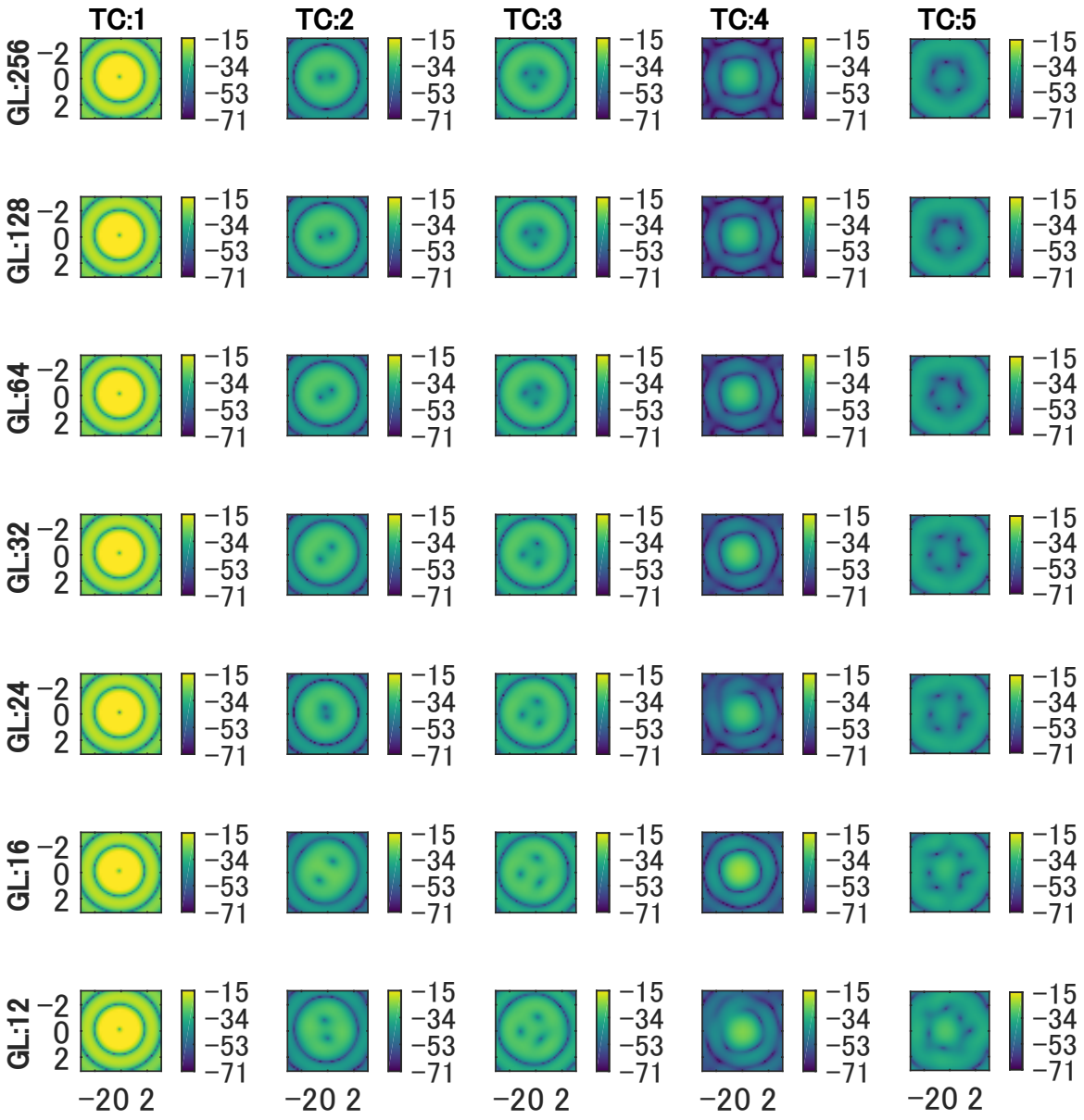


Figura 4.31: Intensidades de la PSF con $w = 1.00\,\text{mm}$: $TC \leq 5, GL \leq 256$.

En este análisis se evalúa el comportamiento radial efectivo en el coronógrafo, para los diferentes anchos y configuraciones de filtro. Dado a que los cambios más representativos ocurren para el grupo de los altos niveles de gris, acorde al análisis previo de la sección 4.2, los efectos coronográficos se evaluarán únicamente en el rango $GL = [12, 256]$.

Tras analizar las características de la PSF, se ha identificado que entre más gaussia-

na sea la función de iluminación, las cargas bajas preservan mejor el *kernel* gaussiano. Siendo el ejemplo de $TC = 2$, que si se compara con el mosaico de la PSF con una iluminación uniforme de la figura 4.13 en relación a la figura anterior 4.31 con iluminación apodizada, donde se observa la transición de la distribución tipo Airy a un *kernel* toroidal, pero esto no ocurre en $TC = 4$, solo hasta que se vuelve más gaussiana la función con $N \geq 2$, como se describe en la figura 4.32.

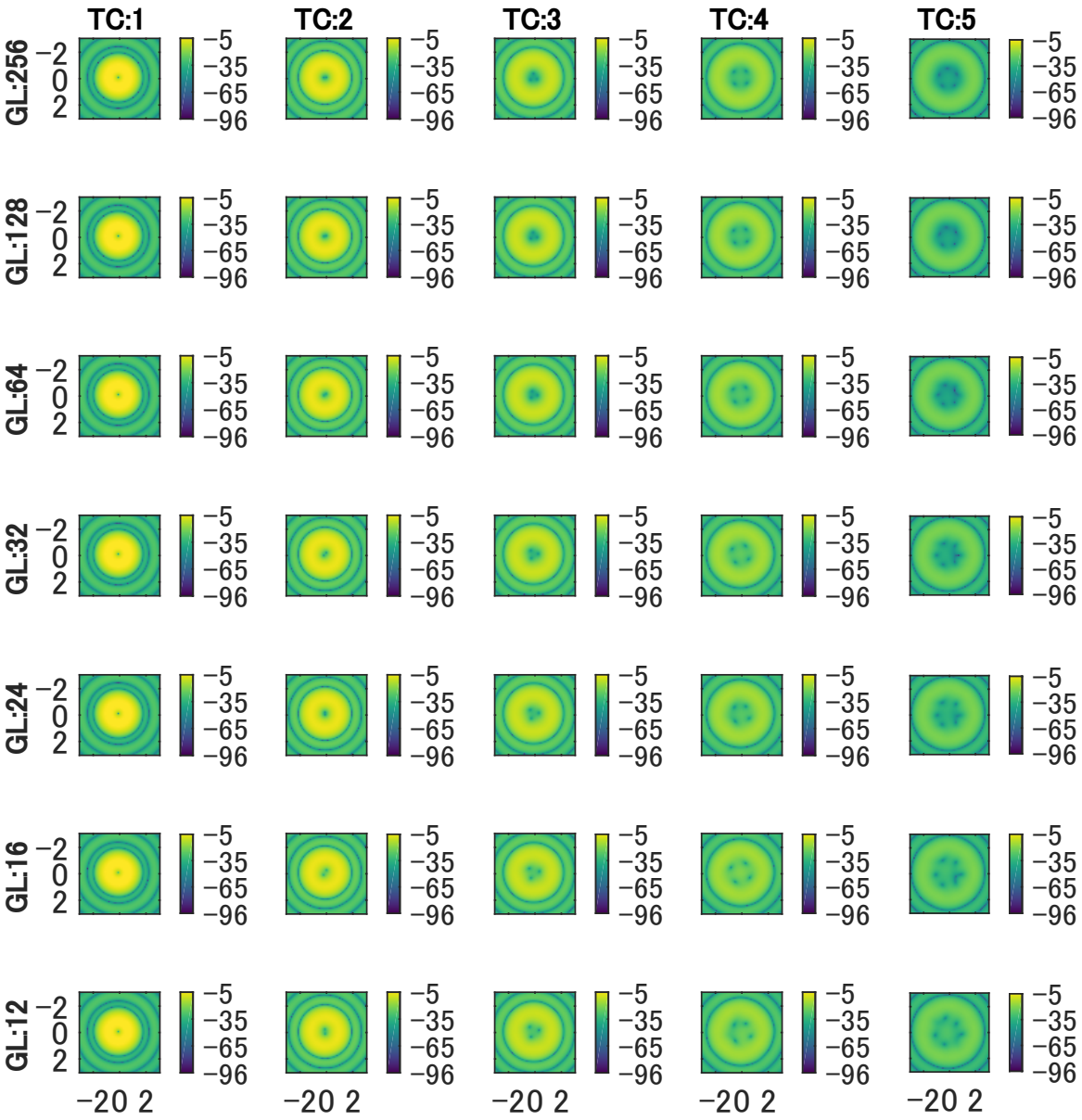


Figura 4.32: Intensidades de la PSF con $w = 0.75\,\text{mm}$: $TC \leq 5, GL \leq 256$.

En el caso de las cargas pares superiores se mantienen sin mayor cambio estructural. Lo que indica para este rango de cargas se destruye la estructura del vórtice con

mayor facilidad. Para finalizar el análisis se presenta el comportamiento coronográfico de extinción(LogRMS) y el encapsulamiento energético (*Power Supression*) evaluado en $1\lambda/D$, en los diferentes anchos gaussianos mencionados. Las gráficas 4.33 y 4.34 presentan los comportamientos para los diferentes niveles de gris.

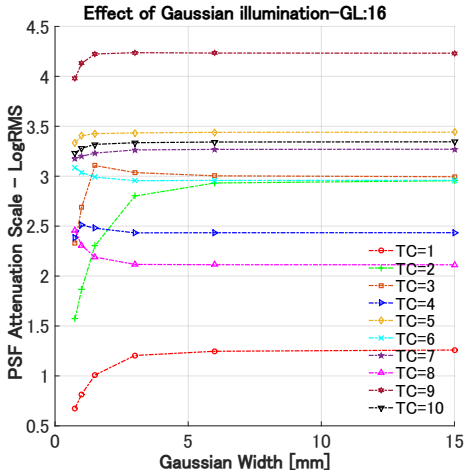
La columna izquierda de las figuras presentan el cambio en el LogRMS que induce la apodización gaussiana con diferentes anchos, para todas las cargas topológicas en un nivel de gris especifico. En la abscisa entre más pequeño el ancho, la función tiende a ser más tipo delta, y entre más grande el valor, la función es más tipo circ. En la columna derecha de las figuras, se presenta el análisis de energía encapsulada en función de la carga topológica en diferentes anchos gaussianos para un nivel de gris específico. Cada fila de gráficos corresponde al análisis de ambos efectos para un mismo nivel de gris.

En la gráfica del cambio del LogRMS, se evidencian dos aspectos en tanto la capacidad energética. Una apodización más fuerte con un ancho menor, conlleva a reducir la eficiencia de extinción, como se había discutido anteriormente por la filtración de la energía y el hecho que el máximo no está en $1a/\rho$. Al reducir la apodización y al tener una tendencia más uniforme en la iluminación, se logra la mayor escala de extinción para cada carga topológica, y llegando al valor óptimo como o describe la tendencia de saturación.

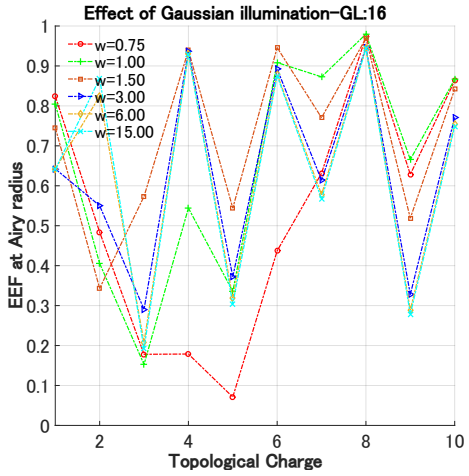
El segundo aspecto describe la transición entre una distribución tipo vórtice, a una distribución sin vórtice, en particular para las cargas $TC \leq 5$. Como se analizaba en los mosaicos 4.31 y 4.32, una apodización mayor favorece la generación de la vorticidad hasta en cargas altas como $TC = 6$ con 0.75 mm de ancho gaussiano ($N = 4$). Mientras que en el caso opuesto, entre más uniforme sea el campo de iluminación se pierde la estructura del vórtice, permitiendo tener una distribución del tipo Airy en el plano de la PSF. Este comportamiento es descrito principalmente en las cargas pares, y en la impares se genera una mejor defínción del *kernel* toroidal, pero mantienen en todo momento la estructura de la fase del vórtice.

El punto de transición entre las cargas topológicas es diferente para cada una, pero se observa que entre menor orden azimutal sea, la transición ocurre más lentamente, como en el caso previo entre $TC = 2$ y $TC = 4$. En términos energéticos, este comportamiento afecta el valor óptimo de extinción, como se ve reflejado en $TC = 2$, donde a mayor apodización (menor ancho), más energía se transfiere a la PSF (menor LogRMS). En la mayoría de las cargas menores $TC \leq 5$, la extinción es más óptima siempre que sea más uniforme la iluminación, lo cual es congruente debido a la reducción de la energía remanente dentro de la apertura en el plano de Lyot. No obstante, en las cargas altas como $TC = 6,7,8,9$ hay una reducción pequeña en la capacidad de atenuación, entre más uniforme es el campo incidente. Este efecto se atribuye a que estas cargas presentaron la transición más rápido con valores menores de w en la escala de análisis donde obtuvieron un valor óptimo de extinción antes y se reduce levemente con el cambio en la apodización.

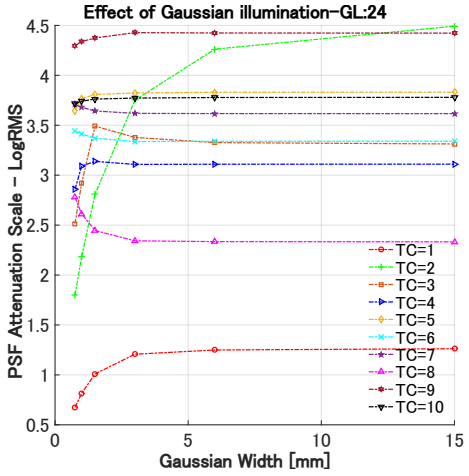
Ante este efecto la carga que se ve más afectada por la apdodización es $TC = 2$, que pasa de 1.47 a 3.6 con $GL = 32$. Lo cual es un aspecto representativo para la escogencia



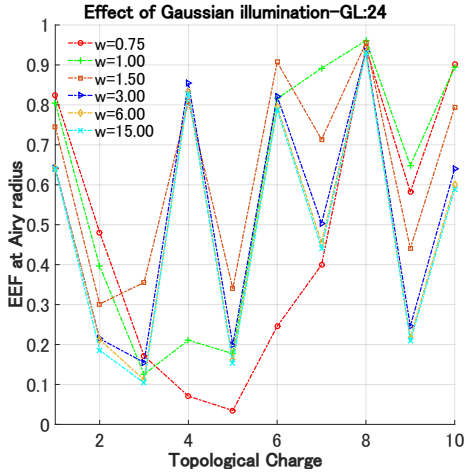
(a) LogRMS acorde la apodización. $GL = 16$.



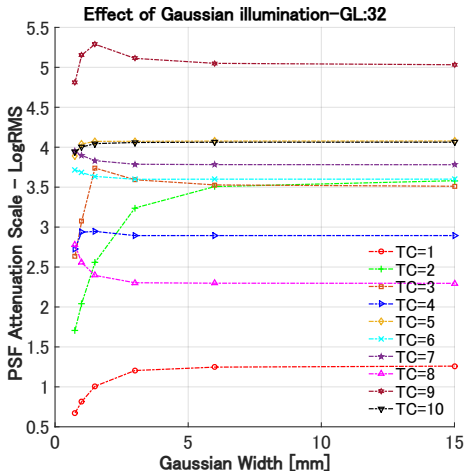
(b) *PS* acorde la apodización. $GL = 16$.



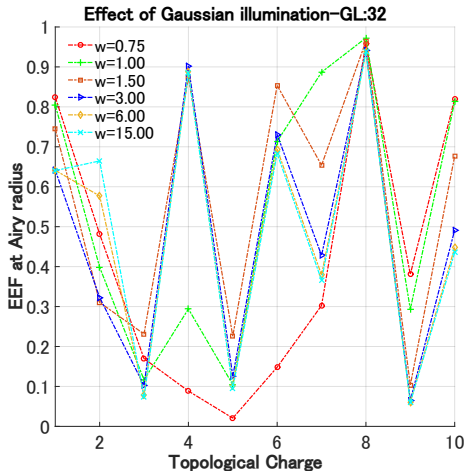
(c) LogRMS acorde la apodización. $GL = 24$.



(d) *PS* acorde la apodización. $GL = 24$.

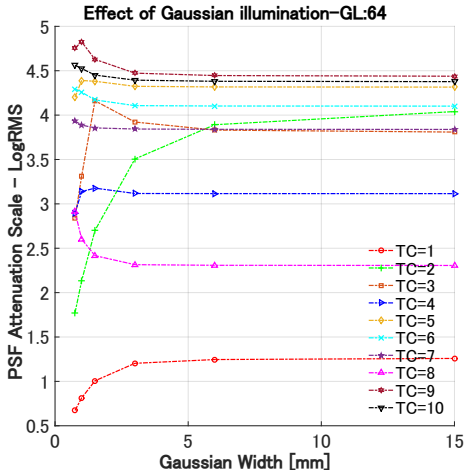


(e) LogRMS acorde la apodización. $GL = 32$.

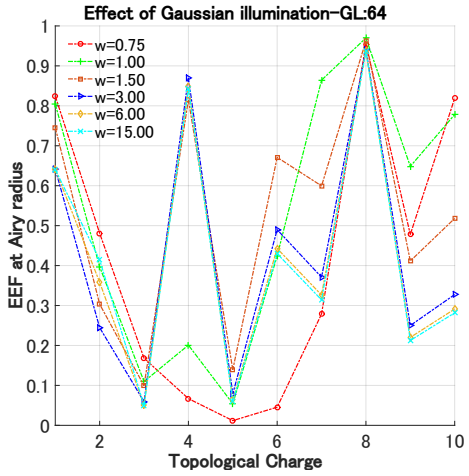


(f) *PS* acorde la apodización. $GL = 32$.

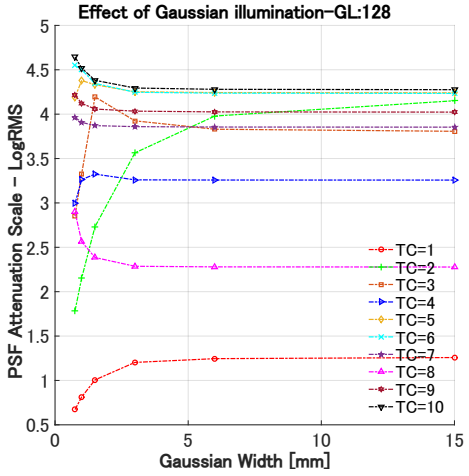
Figura 4.33: Efecto de la transición gaussiana a circular en el rendimiento: $GL \leq 32$.



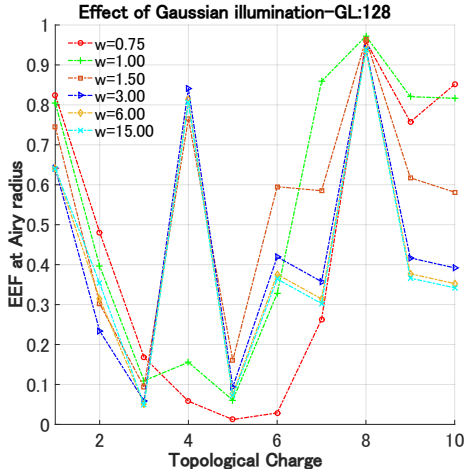
(a) LogRMS acorde la apodización. $GL = 64$.



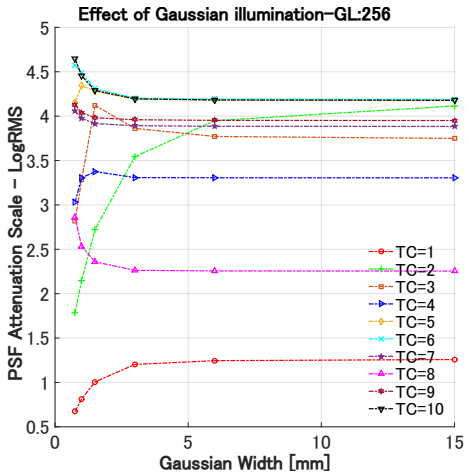
(b) *PS* acorde la apodización. $GL = 64$.



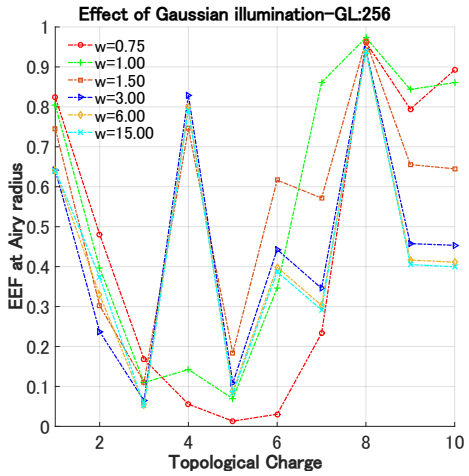
(c) LogRMS acorde la apodización. $GL = 128$.



(d) *PS* acorde la apodización. $GL = 128$.



(e) LogRMS acorde la apodización. $GL = 256$.



(f) *PS* acorde la apodización. $GL = 256$.

Figura 4.34: Efecto de la transición gaussiana a circular en el rendimiento: $GL \geq 64$.

del filtro. Con el análisis simulado de la PSF, se había identificado como $TC = 2$ como la carga con mayor capacidad en retirar energía, pero esta propiedad dependerá significativamente de cuán apodizado es el campo incidente. Estableciendo que el efecto del filtrado no depende únicamente del nivel de gris o la carga topológica, sino en función de las propiedades del campo de entrada. En las condiciones coronográficas en astronomía la función de iluminación posee una apodización mínima en los bordes, por lo que se mantiene mayoritariamente uniforme. Hecho que coincide del uso de la carga $TC = 2$ en la búsqueda exoplanetaria, por las capacidades de extinción que se han corroborado en el análisis discutido anteriormente en la sección 4.2. No obstante, en condiciones diferentes, no es factible extrapolar este comportamiento para utilizar el mismo filtro y esperar el mismo resultado bajo condiciones distintas de iluminación, por lo que se es necesario considerar las propiedades del campo incidente, en particular en la apodización.

En términos de los niveles de gris, el comportamiento general de la transición y efectos de la apdoización se mantienen constantes en forma. La mayor variación se encuentra en la escala energética, donde más energía logra atenuarse entre mayor sea el nivel de gris hasta $GL = 64$, como ya se ha discutido. A partir de valores mayores, la extinción se vuelve aproximadamente constante y no se observan cambios representativos. Sus gráficas se presentan en la figura 4.34 para contrastar esta observación. Ya con el efecto de la apodización en consideración, los filtros de mejor respuesta para todos los cambios del ancho gaussiano con un nivel de gris óptimo de $GL = 64$, son $TC = 5, 9, 10$, entregan una escala de atenuación logarítmica de 4.32, 4.44 y 4.38, respectivamente. $TC = 2$ posee el rendimiento más óptimo de las diferentes configuraciones, cuando se posee una iluminación completamente uniforme, y se logra con $GL = 24$. Si la uniformidad comienza a perderse por la apodización, su rendimiento decae aproximadamente de la forma $\sqrt{w}$, con w siendo el ancho de la función gaussiana.

En relación a la concentración fraccional de energía con las gráficas de la columna derecha, se aprecia una tendencia entre los diferentes anchos analizados. Se menciona en el texto que la leyenda corresponde al ancho gaussiano del campo incidente y tiene unidades de mm. La gráfica presenta los puntos donde la concentración energética empeora cuando se reduce la apodización. En el análisis de la sección 4.2 se encontró que las cargas pares concentraban más energía, como consecuencia de la singularidad que permanecía en las cargas impares. Este comportamiento se manifiesta en los picos valle que se observan en los valores impares, que alcanzan valores inferiores al 10 % de la energía relativa. Este efecto se hace más evidente cuando la iluminación tiende a ser más uniforme, al tomar valores de $w \geq 1.50\,\text{mm}$. En los casos menores, esta tendencia no es constante en todos los casos, particularmente para el menor $w = 0.75\,\text{mm}$ y genera un comportamiento diferente.

Al aumentar los niveles de gris, se define mucho más estas dos tendencias entre baja apodización $w \geq 1.5\,\text{mm}$ y alta apodización $w \leq 1.0\,\text{mm}$. En este último caso se cree que esto es debido a una mejor definición del kernel toroidal en la PSF. Los vórtices ópticos incrementan el radio interno de la región singular en el eje del campo, acorde el

momento angular orbital que se genera. En este caso de análisis si se produce una mejor definición de la vorticidad en fase y en amplitud con una alta apodización gaussiana, las singularidades no se separan del eje del campo y el radio interno de la distribución aumenta con el OAM, lo que permite que toda la rotación de energía circule a las afueras de este eje.

Por consiguiente la fracción energética decae según el momento angular, como se espera en las configuraciones convencionales de estos haces Laguerre-Gauss. Como se puede pensar que ocurra con $w = 0.75\,\text{mm}$ entre $TC = 1$ y $TC = 5$, donde existe un cierto grado de linealidad entre la fracción energética y el momento angular. No obstante, debido a que este ancho en la configuración coronográfica no permite que en $TC = 6$ en adelante se manifieste complemente el vórtice y se separan las cargas del ejes, lo que produce una concentración energética en la región central, lo que explicaría el incremento devuelta de la concentración hasta la configuración menos eficiente en de la fracción energética con $TC = 8$. Si se reduce el ancho gaussiano, suficientemente se lograría un comportamiento lineal entre la fracción y el momento angular, como se espera en las distribuciones de los vórtices ópticos creados con una distribución gaussiana en lugar de una distribución de Airy, como en el coronógrafo.

Con la información que se presenta las gráficas se establece un punto óptimo efectivo con los diferentes anchos gaussianos con $TC = 5$, el cual oscila entre el 13 % al 20 % de la fracción energética, donde se alcanza el mínimo de la tendencia solo cuando el haz de entrada es más gaussiano con $w = 0.75\,\text{mm}$. Mientras que $TC = 4$ y $TC = 8$ siguen encabezando las configuraciones de mayor concentración.

De forma general con las discusiones y las tendencias de las gráficas, se puede establecer a $TC = 5$ como la configuración más versátil en términos del rango efectivo de extinción radial, la fracción energética acumulada y una variación menor de sus propiedades en presencia de la apodización. Esta configuración de $TC = 5$ en $GL = 64$ se propone como un buen candidato para su evaluación en el sistema telescópico.

Acorde el análisis de la simulación se puede establecer que dependiendo de las características de la función de iluminación la respuesta del filtro cambia. Por consiguiente una comparación directa entre los mismos filtros bajos diferentes condiciones de iluminación no es posible, sin considerar los efectos de la iluminación, en particular porque el rendimiento puede decaer entre menos uniforme se comporte la iluminación.

Con el análisis general de las propiedades de los filtros, sus tendencias y limitaciones, se realiza el mismo ejercicio de la generación de campos coronográficos de forma experimental, para contrastar el análisis simulado y poder establecer el filtro de mejor respuesta. En el capítulo siguiente, se presenta la discusión experimental de las observaciones.

CAPÍTULO 5

RESULTADOS EXPERIMENTALES

5.1. Modulación con el PLUTO 163
5.2. Modulación con el LC2002 186
5.3. Extinción de luz del telescopio 204

Objetivos del Capítulo

- Analizar las distribuciones experimentales.
- Contrastar las desviaciones de los modelos.
- Estudiar la fuente de fuga estelar.
- Determinar la configuración óptima.
- Evaluar la atenuación en el telescopio.

Conceptos Clave

- **Circulación energética**
- **Truncamiento de Lyot**
- **Modulación de fase**
- **Energía residual**

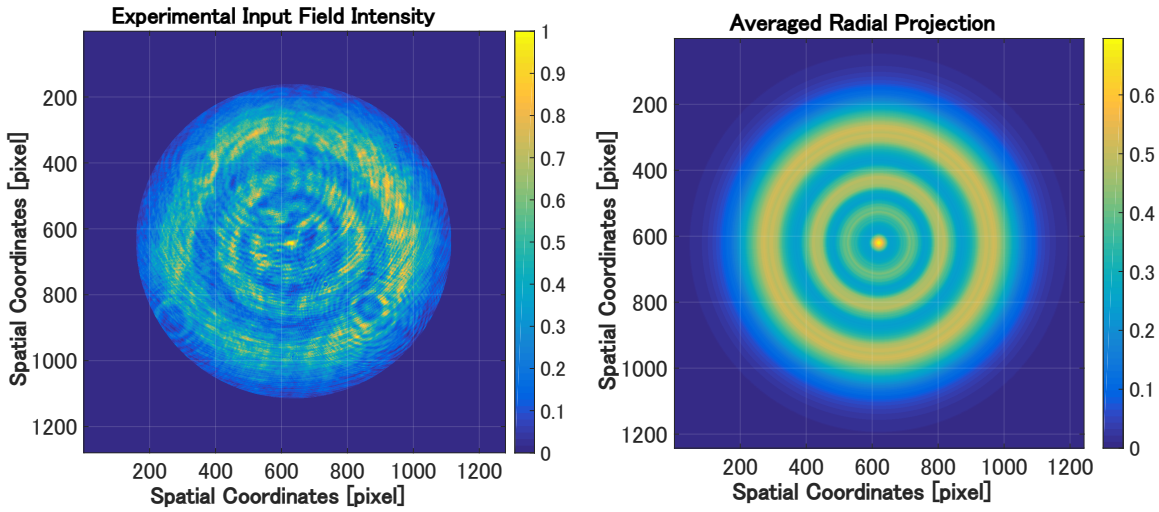
El desarrollo experimental se realiza con dos objetivos: generar un marco de congruencia experimental con los resultados de la simulación, y analizar una **aplicación coronográfica** con la tecnología de modulación de fase basada en cristal liquido. El resultado de estos dos objetivos se presentan en este capitulo final.

El análisis experimental con la tecnología de modulación se divide en dos partes. La primera, corresponde al estudio con el modulador de solo fase PLUTO para evaluar el diseño coronográfico en un entorno controlado de laboratorio, observar los comportamientos experimentales de la convolución con los filtros focales y construir el marco de comparación con el análisis simulado. La segunda, corresponde al análisis coronográfico con un sistema con modulación parcial de fase acoplada a la modulación de amplitud, para analizar las prestaciones que un sistema como el LC2002 puede desempeñarse en una aplicación coronográfica.

Para este análisis se utiliza el sistema óptico diseñado en el capítulo 2 con la iluminación láser. Manteniendo la misma metodología de análisis presentada en el capitulo 4 se evalúa las distribuciones de intensidad para establecer el parámetro de mejor respuesta. En conjunto con esta información y comportamientos simulados, se define la configuración óptima para ser utilizado en el coronógrafo con el sistema telescópico. Para este análisis se presenta una forma compacta de la evaluación métrica, debido a la similitud de algunas propiedades entre el plano de Lyot y la PSF en la extinción, como se evidenció con las simulaciones.

5.1 Modulación con el PLUTO

Una de las grandes ventajas que se tiene con el sistema de **modulación del PLUTO** es la respuesta lineal de fase y el desacoplamiento de la amplitud de la modulación. Esta característica permite su comparación directa tanto en la forma de representación de la fase como discretización, utilizada en la simulación. No obstante, una de las características que logra distar del modelo numérico es la estructura del campo de iluminación, debido a las interacciones existentes entre las superficies, las autointerferencias, y efectos difractivos con la apertura de iluminación con el láser, se produce una distribución circular difractada como la que se presenta en la figura 5.1.



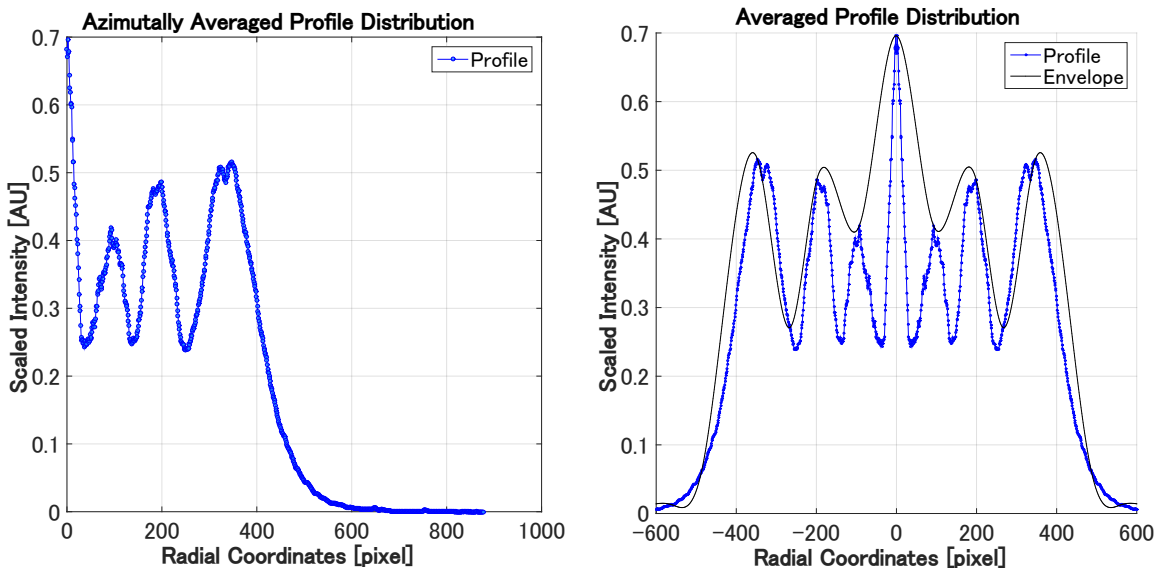
(a) Apertura de entrada experimental.

(b) Proyección radial promedia.

Figura 5.1: Distribución de intensidad en la apertura de entrada del coronógrafo.

La distribución experimental es procesada mediante el promedio radial, y el perfil obtenido es proyectado de forma bidimensional. Este tipo de distribución posee un diámetro efectivo de 3 mm y se produce tras el truncamiento con el diafragma de apertura a la salida del expansor de haz. El campo es refocalizado en el segundo colimador y proyectado a la entrada del coronógrafo. Este tipo de intensidad presenta dos características, es una distribución circular difractada que contiene oscilaciones, y posee transiciones suaves de intensidad en los bordes como se describen en el perfil radial de la figura 5.2.

Estas fluctuaciones configuran una distribución híbrida entre un perfil circular apodizado con una función periódica de modulación, y la cual describe una envolvente pico a pico de la forma gaussiana truncada. Acorde lo visto en la sección 4.3, en ausencia de discontinuidades en el borde de la distribución se reducen las oscilaciones de las altas frecuencias en el **espacio focal**, por lo que la energía se concentra en un ancho de ban-



(a) Perfil radial promedio.

(b) Envolvenente pico a pico del perfil.

Figura 5.2: Características ondulatorias y de transición en la distribución.

da menos ancho. La connotación que tiene esto con la convolución coronográfica, es la generación de un perfil de transición menos abrupto y más suave que puede incrementar el paso de la energía hacia la PSF, y asimismo producir distribuciones que tienen un *kernel* más toroidal a bajas cargas topológicas.

Conforme estas propiedades del campo incidente, se puede esperar en los planos coronográficos de Lyot y la PSF, propiedades similares. Para corroborar este comportamiento predicho en la simulación, se comienza analizando el plano de Lyot en sus diferentes configuraciones. La figura 5.3 y 5.4 presenta las intensidades de **bajos niveles de gris** y bajas cargas topológicas. La información es normalizada respecto al máximo con la referencia y es presentada en escala decibel.

En forma general se observa que las distribuciones poseen un ancho de circulación de intensidad en función de la carga topológica en la región central. A diferencia de la definición de Lyot en el caso con iluminación uniforme, para las diferentes cargas no se define una región de corte en $1 = a/\rho$, sino que dependiendo del valor del orden azimutal se va incrementando la región de circulación de la intensidad, permitiendo que menos energía se concentre en la región axial. Adicionalmente, para todas las cargas se tiene un valor mínimo similar en esta área de $-19\,\mathrm{dB}$. El diámetro de circulación que se induce parece ser de forma lineal, como se discute más adelante.

Con el aumento de la carga topológica se aprecia que para las bajas cargas ($TC \leq 5$) es constante el aumento de la circulación energética, pero a partir de $TC = 7$, se observa que se presenta una energía residual en la región central, en particular para $TC = 8$. Como ya se había predicho para esta carga, se presenta el menor rendimiento coronográfico en términos de extinción y encapsulamiento, después de $TC = 1$, siendo uno de los aspectos

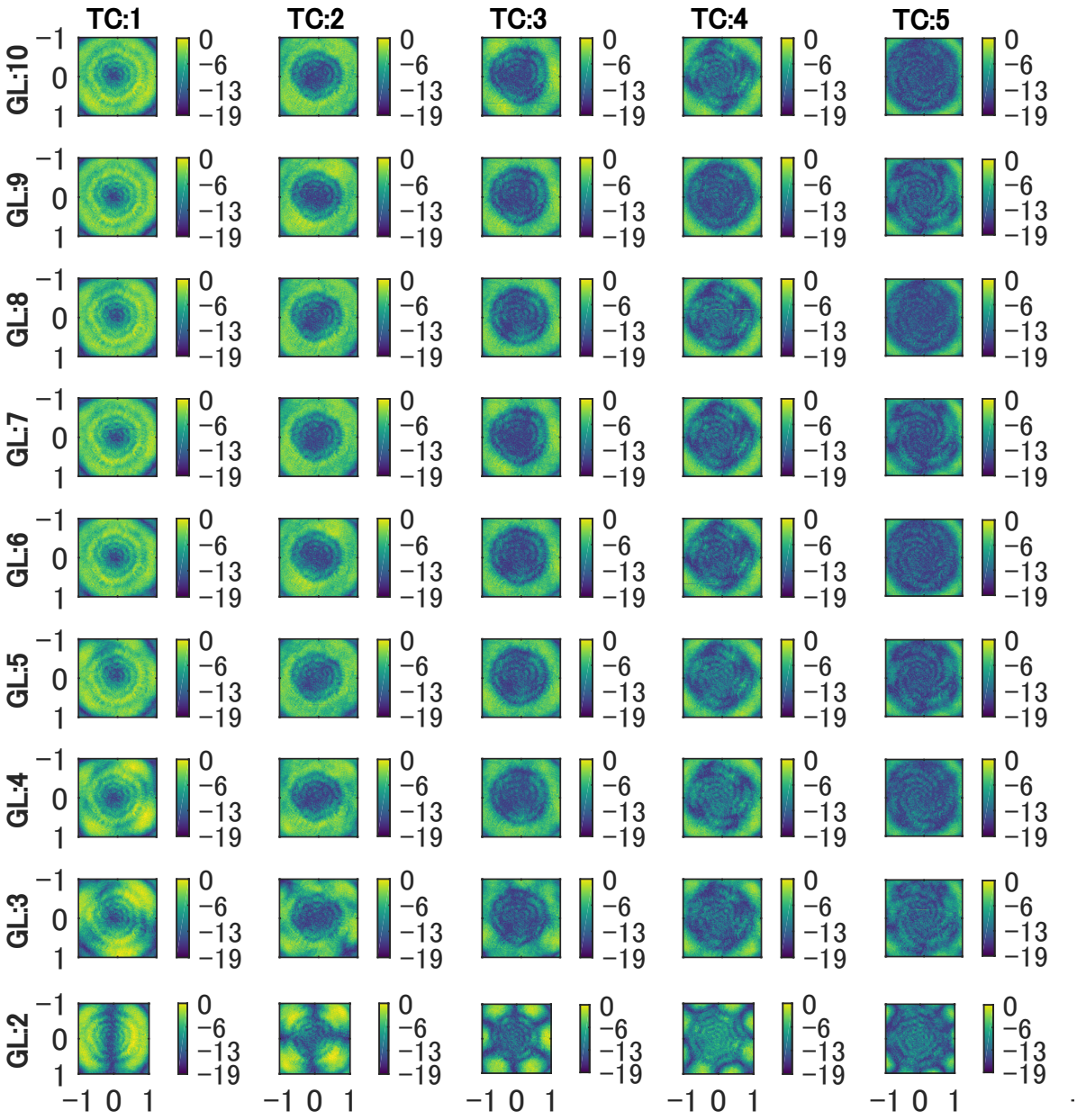


Figura 5.3: Intensidades experimentales de los planos de Lyot: $TC \leq 5, GL \leq 10$.

que coinciden entre ambos análisis. Para el resto de cargas con $TC = 9,10$ se presenta esta energía residual para específicas configuraciones de nivel de gris.

En términos de los efectos del nivel de gris, se observa que en los primeros seis niveles se hace más evidente la estructura discreta generando puntos definidos de mayor concentración energética, en particular para $TC = 1,2,3$. Con el aumento de la discretización se obtiene una mayor simetría en la distribución de Lyot. No obstante, no se evidencia un una reducción significativa de la escala energética. Observando las distribuciones no se produce una distinción efectiva entre la paridad de las cargas, donde se

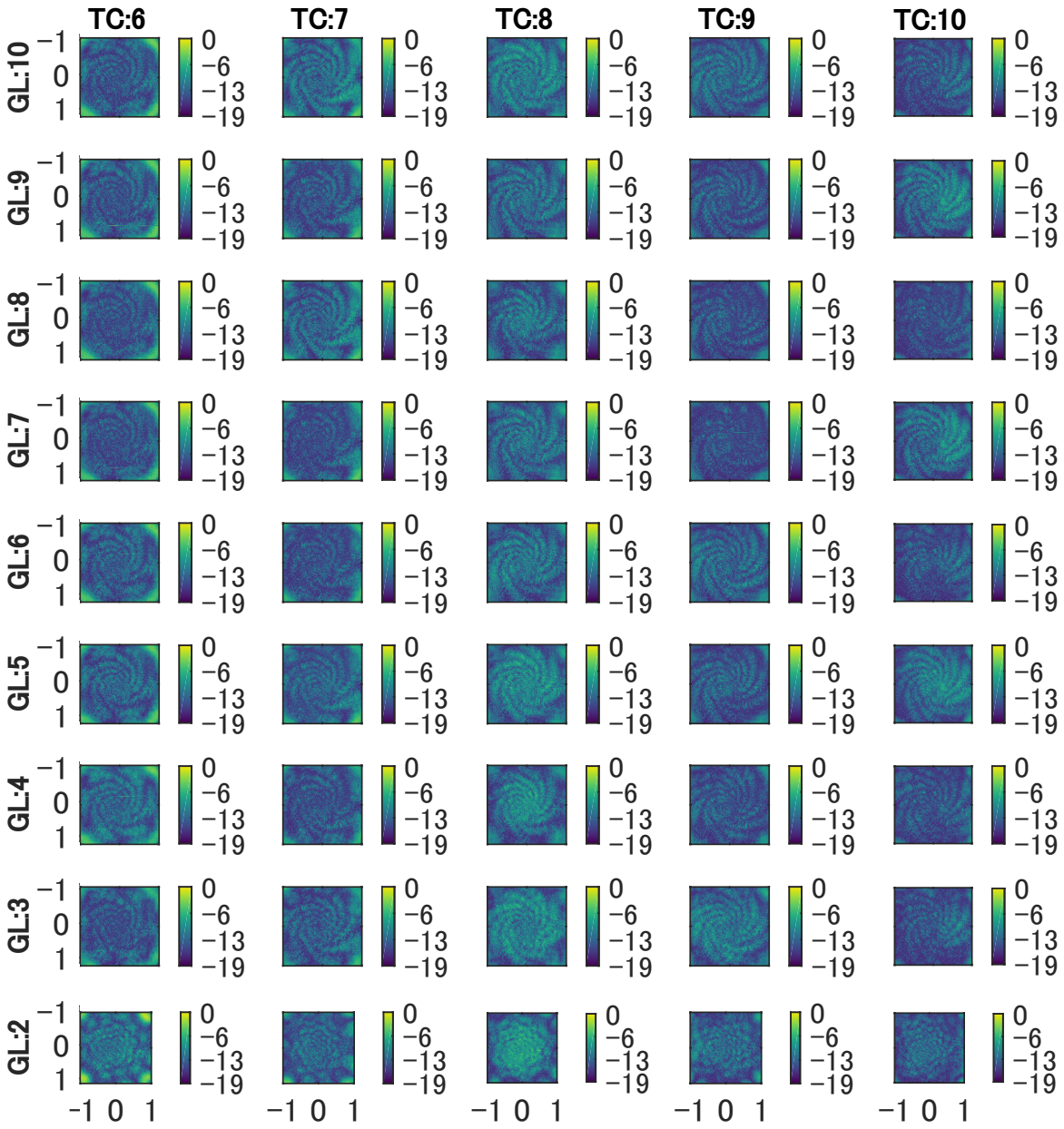
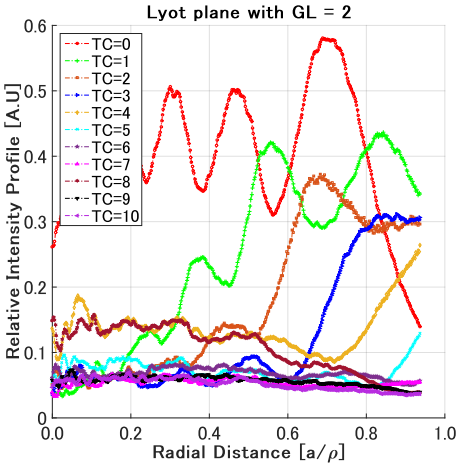


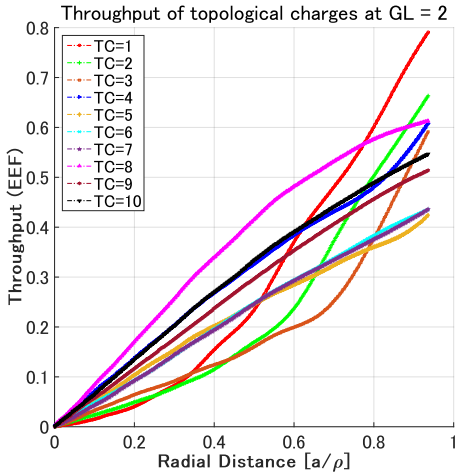
Figura 5.4: Intensidades experimentales de los planos de Lyot: $TC \geq 6, GL \leq 10$.

mantiene un comportamiento incremental con el momento angular orbital.

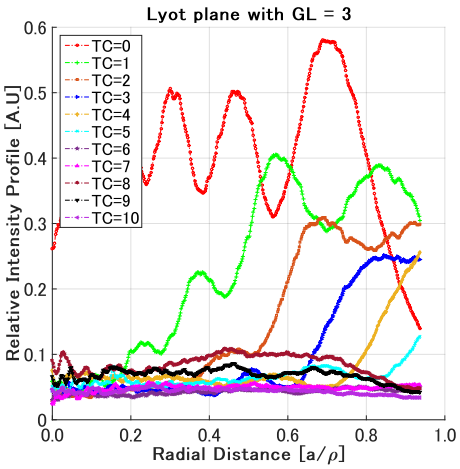
Sintetizando la información con las métricas de contraste y *throughput* se logra cuantificar el rendimiento paramétrico en este primer grupo. Las figuras 5.5 y 5.6 presentan un análisis combinado con ambas métricas, donde cada fila corresponde a diferentes niveles de grises, y se presentan de forma incremental. La columna izquierda corresponde a la comparación de perfiles de intensidad por carga topológica y la columna izquierda evalúa el EEF según el nivel de gris.



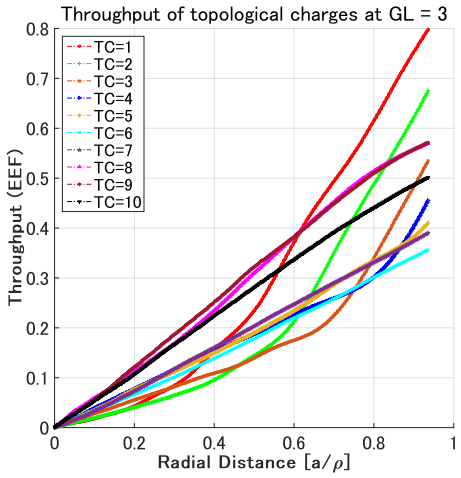
(a) Intensidades de Lyot con $GL = 2$.



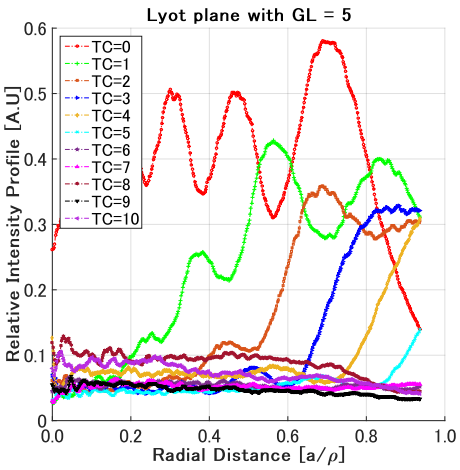
(b) *Throughput* de Lyot con $GL = 2$.



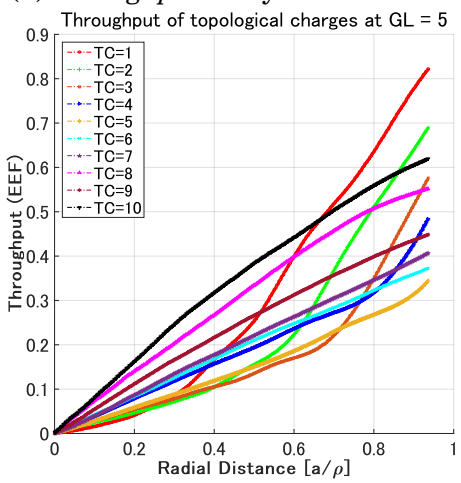
(c) Intensidades de Lyot con $GL = 3$.



(d) *Throughput* de Lyot con $GL = 3$.

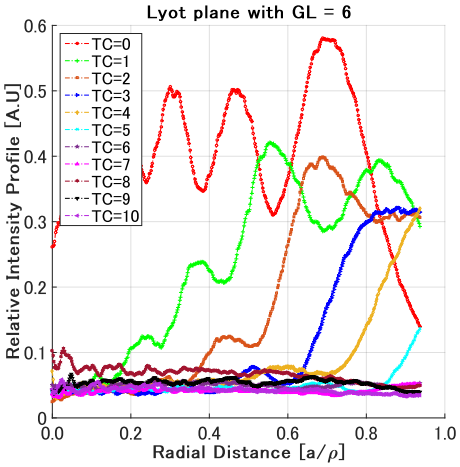


(e) Intensidades de Lyot con $GL = 5$.

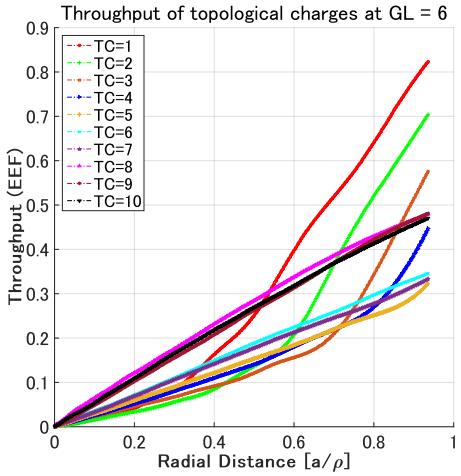


(f) *Throughput* de Lyot con $GL = 5$.

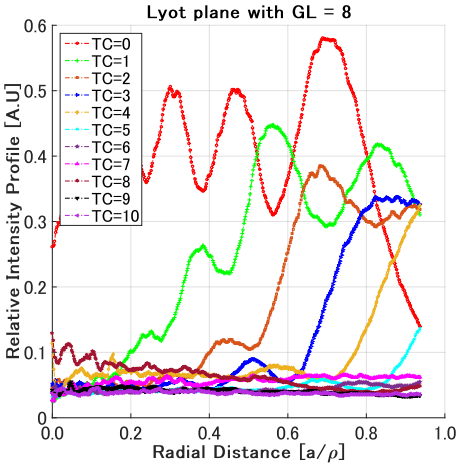
Figura 5.5: Análisis de intensidades y EEF en el plano de Lyot: $TC \leq 10, GL \leq 5$.



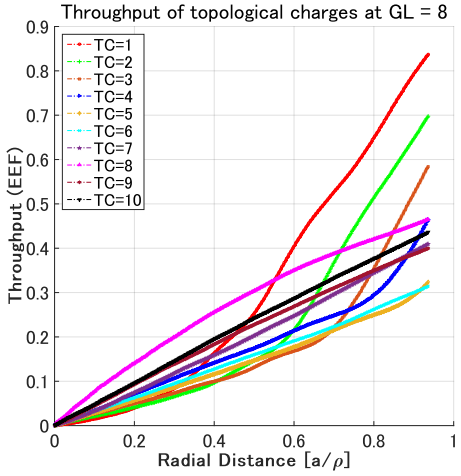
(a) Intensidades de Lyot con $GL = 6$.



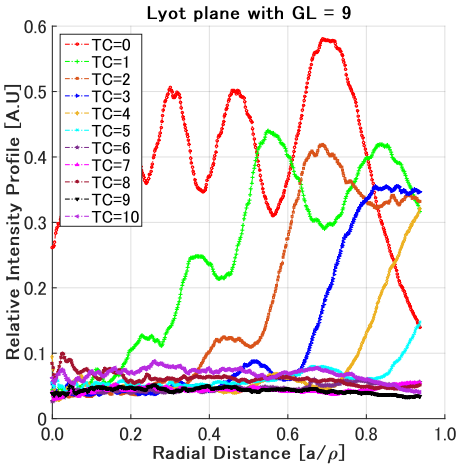
(b) *Throughput* de Lyot con $GL = 6$.



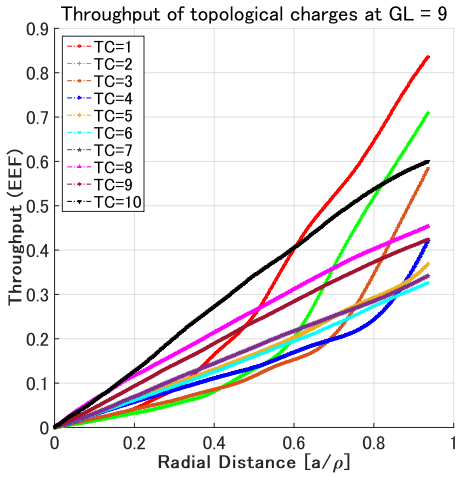
(c) Intensidades de Lyot con $GL = 8$.



(d) *Throughput* de Lyot con $GL = 8$.



(e) Intensidades de Lyot con $GL = 9$.



(f) *Throughput* de Lyot con $GL = 9$.

Figura 5.6: Análisis de intensidades y EEF en el plano de Lyot: $TC \leq 10, GL \geq 6$.

Analizando la columna izquierda, la distribución de energía en los perfiles describe la presencia de las oscilaciones remanentes de la difracción en el campo de iluminación, los cuales comienzan a atenuarse con el aumento de la carga topológica, al igual que comienza a aplanarse el perfil central y se reduce la energía promedio en el eje. A diferencia de lo visto en el análisis simulado en la figura 4.3, los máximos no se concentran en la distancia radial $1 = a/\rho$ y por consiguiente con una razón $\beta = 1$, no se trunca adecuadamente la intensidad para las cargas $TC = [1-3]$.

A partir de $TC = 4$, la posición de los máximos se aproxima al área de truncamiento, indicando qué carga logra coincidir con el diámetro de la apertura de Lyot. Otra característica está en la forma en que se acumula la energía de los máximos sobre $1 = a/\rho$ comienza a aplanarse formando un perfil tipo escalón cuadrado pero con una pendiente menos vertical, y que es similar en las otras cargas topológicas.

En el comportamiento de las **cargas altas**, se produce también una concentración en la región central. Se cree que este efecto se atribuya a las limitaciones del muestreo con el tamaño del punto focal en relación a la densidad de cargas topológicas y la cantidad de píxeles que pueden muestrearse por el punto focal para correctamente incorporar todas las transiciones singulares de la máscara. Al no tener un tamaño suficientes, una parte de la energía no se difracta en su totalidad con la máscara formando esta distribución remanente que posee una forma espiral.

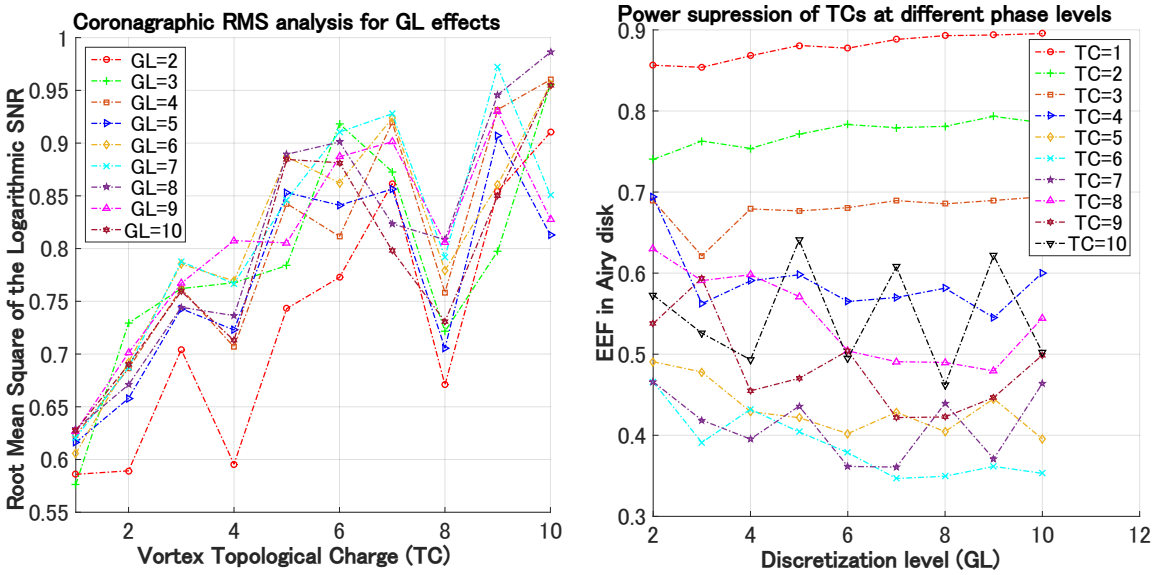
En relación al efecto del nivel de gris, se produce una reducción del umbral energético en la región axial para las bajas cargas, no obstante en las cargas altas aparece una energía remanente en particular para $TC = [8, 10]$. La forma y posición de los máximos de intensidad no presentan cambios significativos

Analizando el encapsulamiento energético en la columna derecha, se presenta esencialmente tres comportamientos. El primero se define en las bajas cargas topológicas ($TC = [1, 2, 3]$) La energía se concentra rápidamente a partir de $0.4 = a/\rho$ hasta $0.7a/\rho$, alcanzando hasta más del 50% de la energía en la región interna. El segundo lo establecen las **cargas medias** $TC = [4-7]$ que extienden más el rango de concentración para un valor cercano al 30% de la energía hasta $0.9 = a/\rho$. A partir de este punto la concentración incrementa y se presenta el área de máximos en la proximidad del radio de truncamiento. El tercero ocurre en las últimas cargas $TC = [8-10]$ que describen las tazas más altas de acumulación en la fracción energética, con un valor mayor al 45% sobre $0.9 = a/\rho$. Estas configuraciones poseen la pendiente más alta en la acumulación. Estas características indica un comportamiento óptimo en las cargas intermedias al reducir la fracción energética desde el punto axial hasta el radio de truncamiento de Lyot en $1 = a/\rho$.

El efecto que induce los diferentes niveles d gris es reducir la velocidad de concentración, como en el caso de $GL = 6$ o $GL = 8$, en los otros niveles se producen múltiples variaciones en la velocidad de concentración. Este parámetro coincide en con lo descrito en la simulación, estableciendo que es un buen nivel en el grupo menor para reducir la concentración energética, posiblemente por la simetría azimutal que se produce en la circulación de intensidad.

En relación a las observaciones realizadas en la simulación, el experimento presenta un comportamiento donde predomina el efecto del momento angular orbital en la determinación de la distribución en Lyot. En este caso experimental el perfil y la región de corte no presentan una distribución vertical abrupta, no se obtiene una transición gaussiana en los bordes pero se presenta un cambio tipo escalón, donde radialmente decae la intensidad rápidamente desde la parte externa a la interna, permitiendo distinguir las regiones donde actúa la singularidad. No obstante la dependencia entre el diámetro de circulación al momento angular ocasiona que las cargas menores incorporen más energía que pueda transferirse a la PSF.

A partir de estos análisis, se establecen las métricas de mérito en cada categoría para este primer grupo. En la figura 5.7 se presenta el LogRMS y el *Power Supression* a la distancia radial de la interna del plano de Lyot.



(a) **Razón de atenuación** hasta $1\lambda/D$.

(b) Fracción energética hasta $1\lambda/D$.

Figura 5.7: Curvas del rendimiento coronográfico en Lyot con bajos niveles de gris.

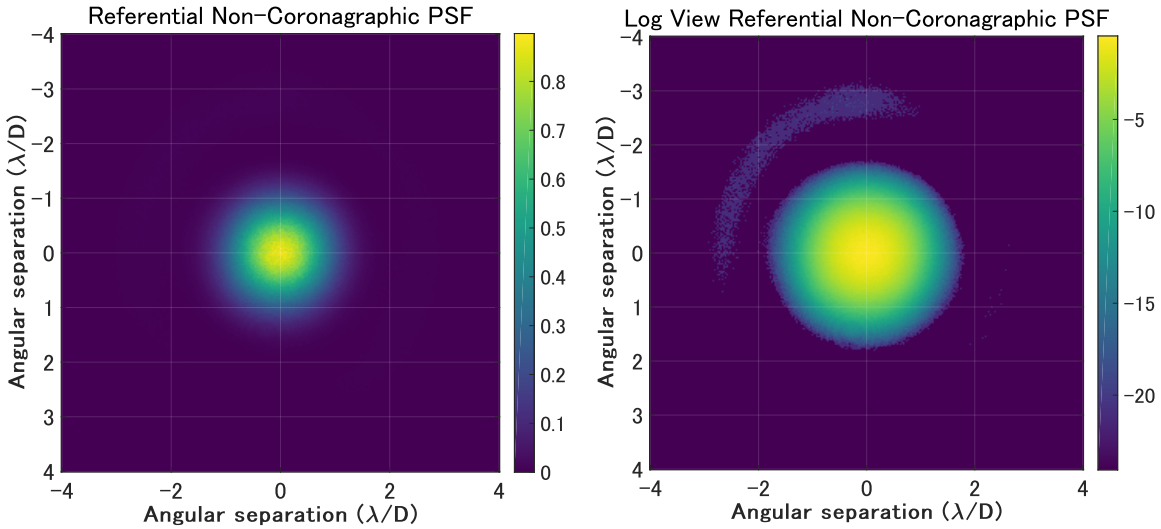
Una de las características que se mantienen entre lo visto en la simulación y el experimento es que las cargas $TC = [1,8]$ en cualquier configuración de nivel de gris, generan las menores capacidades de extinción. En el caso de $TC = 1$ corresponde a un menor OAM que permite una mayor concentración energética internamente. No obstante para $TC = 8$, se atribuye la forma en que se organizan las singularidades que se separan mucho más de la región axial permitiendo que se concentre la luz. En los otros aspectos de extinción, se observa un comportamiento con tendencia lineal en la extinción respecto a la carga topológica. En términos generales, el aumento de los niveles de gris favorecen la extinción en la región interna, como se ha venido discutiendo previamente.

Una característica que no se preserva de la simulación es la distinción entre cargas pares e impares. A razón de las observaciones de los efectos de la iluminación gaussiana, existe un comportamiento transitorio en donde se mantiene la estructura de la vorticidad,

y los **perfiles en Lyot** no dependerán tanto de la paridad como lo describe el modelo analítico con la iluminación uniforme. Bajo estas condiciones prevalece más la influencia de la fuerza que induce el momento angular que las características ondulatorias de las funciones Bessel que se tiene en el punto focal. Posiblemente la reducción del rendimiento de $TC = 2$ corresponde a las transiciones suaves y a la pérdida de las altas frecuencias que se tiene con las oscilaciones de la función Bessel en el momento la convolución con el filtro. Lo que indica que el modelo coronográfico posee una gran influencia en su respuesta, según la estructura focal asociada al **tipo de apertura**.

En términos del *Power Supression*, se manifiestan los tres comportamientos mencionados con el *throughput*. En este caso las cargas $TC = 6{,}7$ describen una menor concentración radial, debido al punto medio donde, el momento angular incrementa la circulación, pero no se produce la energía residual en el medio de la singularidad, como se cree, a motivo que las dislocaciones singulares se mantienen más cerca del eje del campo y esta densidad de cargas puede muestrearse adecuadamente en el punto focal. Para este caso se establece que las cargas que reducen la concentración interna y llevan los máximos al punto de corte producen una menor fuga estelar. En relación al efecto del nivel de gris, se observa, nuevamente, que una mayor discretización ayuda a la eficiencia difractiva y favorece la circulación de intensidad que induce el filtro focal.

Con forme el comportamiento en la apertura de Lyot, se analiza la repercusión de punto focal con las diferentes configuraciones. Para comenzar con ello, se presenta las intensidades de los puntos focales de referencia experimental en la figura 5.8.



(a) Escala normalizada del patrón.

(b) Escala logarítmica del patrón [dB].

Figura 5.8: Referencia experimental del punto focal en el brazo del PLUTO.

Con esta PSF de referencia se ajusta la exposición del detector para abarcar el rango dinámico de los píxeles y dejar fijos sus parámetros de registro. Con este **umbral de intensidad** se logra observar parte de los ordenes de difracción y el lóbulo central

en la escala decibel. Estas intensidades de punto focal son magnificadas a $10x$ en el experimento para mejorar su descripción espacial. Para este análisis se ajusta la ventana espacial a 4λ para observar el ensanchamiento de la intensidad en este rango. En las figuras 5.9 y 5.10 se presenta el grupo experimental con bajos niveles de gris.

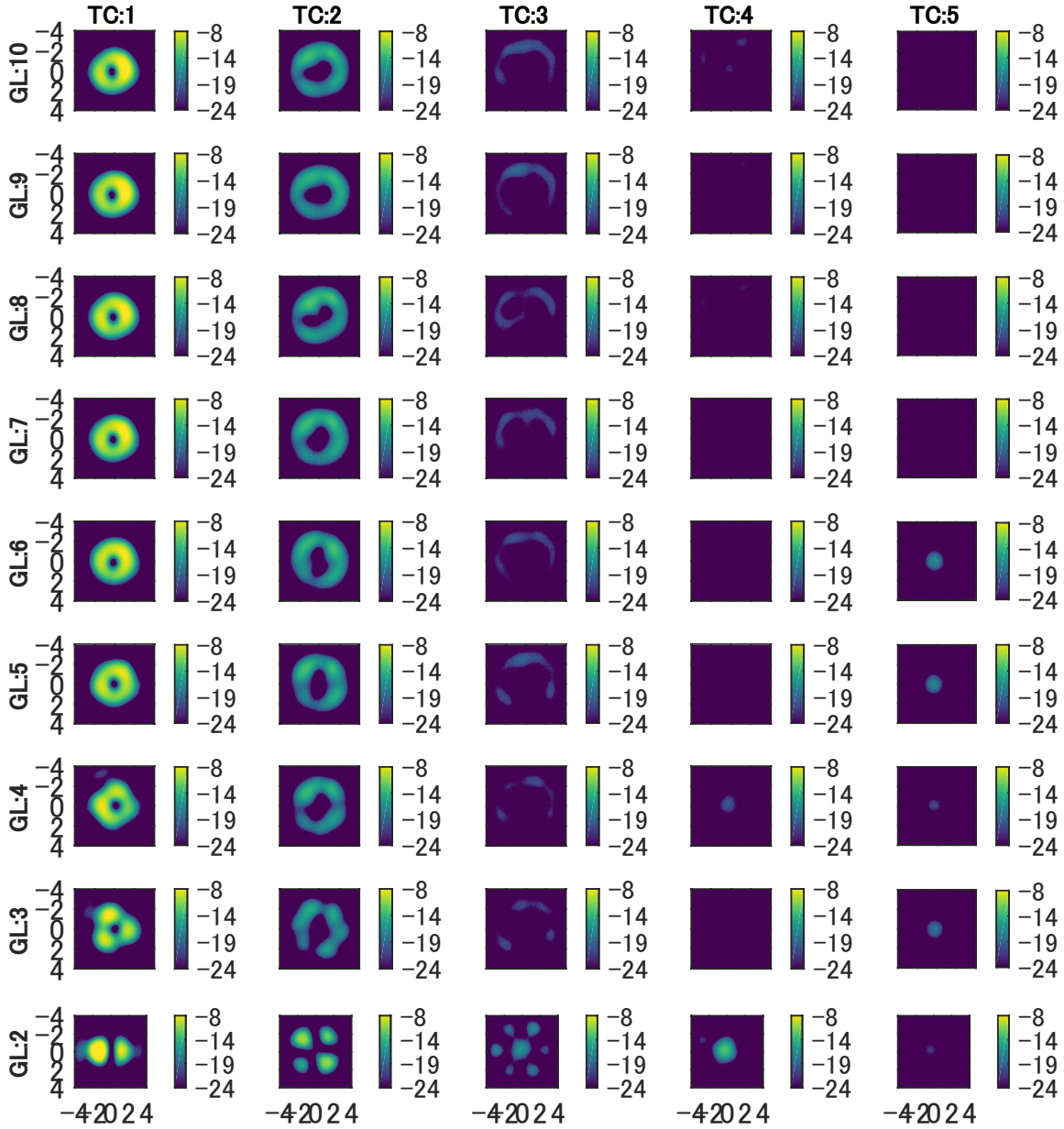


Figura 5.9: Intensidades experimentales de los planos de la PSF: $TC \leq 5, GL \leq 10$.

Como se había descrito desde el campo de Lyot, las cargas menores hasta $TC = 3$ concentraron energía en la parte central y generaron una mayor fuga de luz. Los campos respectivos describen una estructura toroidal de vórtices con una gran concentración radial de energía. A partir de $TC = 3$ se observa el efecto de truncamiento donde solo

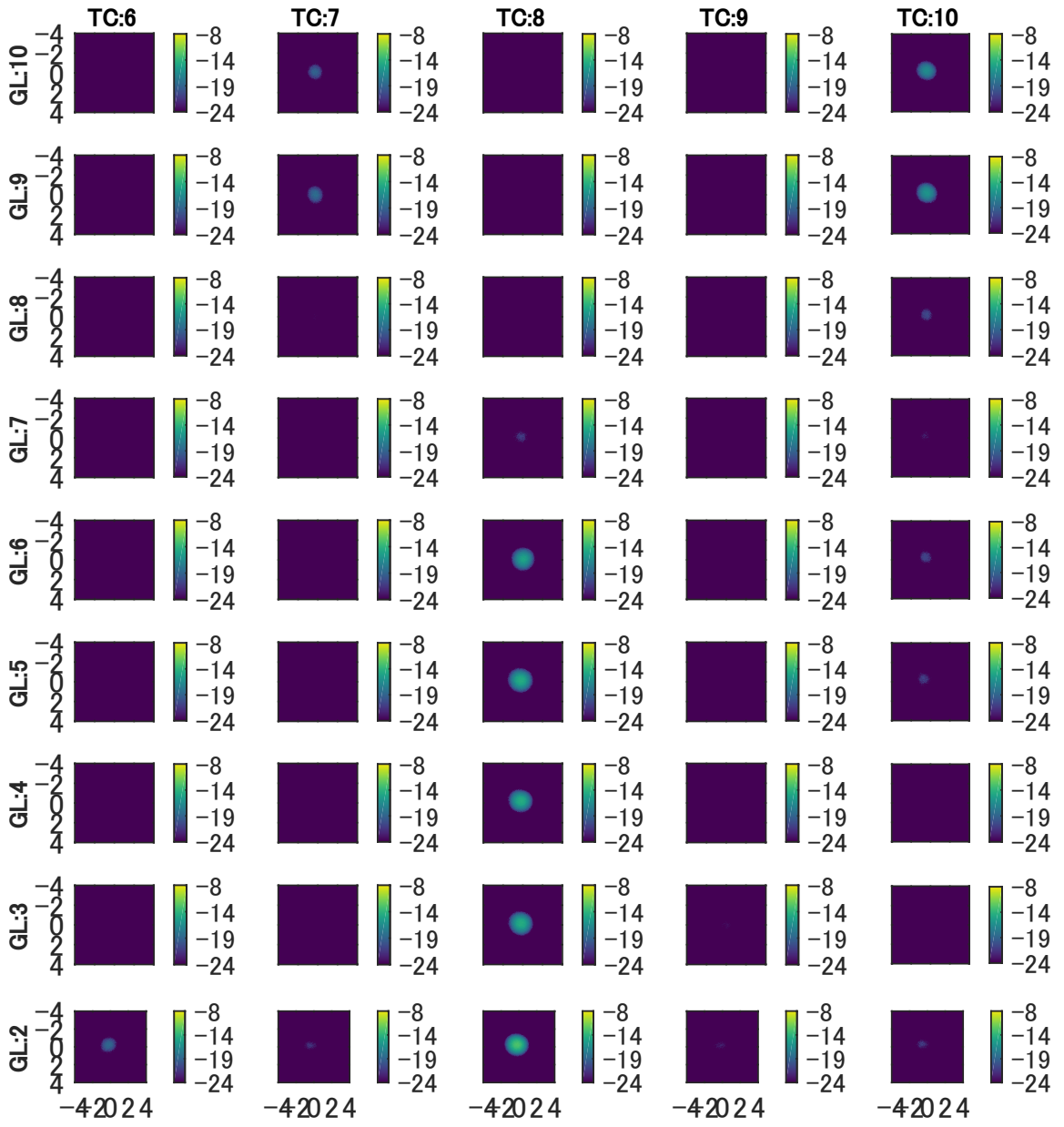


Figura 5.10: Intensidades experimentales de los planos de la PSF: $TC \geq 6, GL \leq 10$.

una parte de energía logra fugarse, describiendo la estructura de trébol alrededor del eje del campo. En $TC = 4$ se hace evidente el truncamiento, precisamente ya que a partir de este orden azimutal la energía se desplaza a la región de corte en Lyot, virtualmente eliminando la energía axial a un umbral que no es detectable en razón a la concentración original. El efecto se observa hasta $TC = 8$ donde se hace evidente la concentración de la energía residual para algunos niveles de gris.

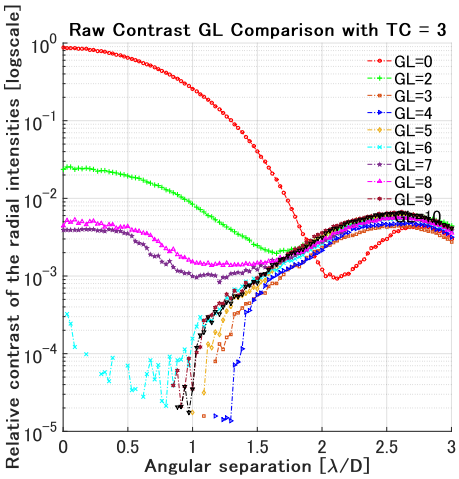
Las observaciones en Lyot coinciden con el efecto previsto en el plano de la PSF. En una escala general el momento angular determinó la porción energética que se podía

transferir. Debido a que en el experimento no hay una región de corte global en $1 = a/\rho$, como lo manifiesta el modelo analítico y la simulación, el momento angular juega un papel importante en la circulación energética que se rige más por el momento transferido. Consecuencia de ello se atribuye directamente en la estructura espacial del campo de entrada, conforme a lo que se infiere del efecto de apodización y bordes suaves. En razón a lo mencionaba la simulación con el caso gaussiano, hay concordancia de que la $TC = 5$ posee un rendimiento efectivo en extinción. No obstante, las cargas $TC = 4,6$ presentan un mejor desempeño a lo descrito en la simulación. Se atribuye en parte por la predominancia de la magnitud del OAM, en lugar de la definición del perfil de corte, lo que establece que $TC = [5,6,7]$ producen las condiciones donde la energía radial remanente no es registrada en el detector. Coincidiendo con los analizado desde el plano de Lyot. En el caso de cargas altas entre $TC = 8,10$ se produce un decremento en el rendimiento coronográfico donde aparece luz axial. En el caso de $TC = 8$ se mejora su comportamiento con el aumento del nivel de gris, pero en $TC = 10$ se reduce.

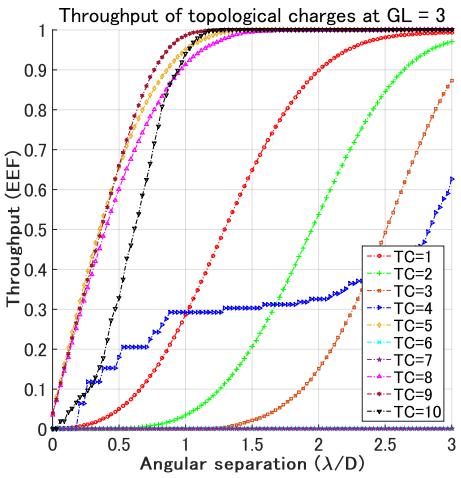
En términos de los niveles de gris, se observa que influyen representativamente en los bajos valores, donde se destaca que con tres niveles de grises se produce un buen desempeño en la mayoría de las cargas, como se observaba desde la simulación es uno de los parámetros que definen la transición coronográfica, con el que se comienza a filtrar luz. Con el aumento de los niveles, se logra generar una mejor definición de la carga y se logra filtrar más la energía radial. Con los niveles $GL = [7,10]$ se observa que en las cargas medias $GL = [5-7]$ hay una extinción completa sin registro de intensidad en el detector. Para cuantificar las observaciones, en las figuras 5.11 y 5.12 se analiza el contraste de intensidades y la fracción energética en relación a la carga topológica y al nivel de gris, respectivamente.

En la columna izquierda, el efecto de truncamiento no se evidencia en las cargas $TC = [1-3]$ evidenciando la distribución toroidal con un nivel máximo sobre 10^{-2}. En la carga $TC = 4$ aunque se evidencia una supresión por debajo de 10^{-2}, se presenta una estructura radial remanente que contiene un poco del *kernel* del vórtice debido a que queda una fracción remanente dentro de la región de corte en Lyot. A pesar de ello, el truncamiento en algunos niveles de gris, genera una extinción inferior al 10^{-4} a partir de $GL = 5$. Con la carga $TC = 5$ se aprecia que se pierde la estructura toroidal y se produce una concentración axial en los niveles de menor desempeño, pero a partir de esta configuración el detector deja de registrar intensidades llegando a 10^{-4} para $1\lambda/D$ y a 10^{-5} en $1.5\lambda/D$, coincidiendo en la escala a la que puede llegar $TC = 5$ visto en la simulación.

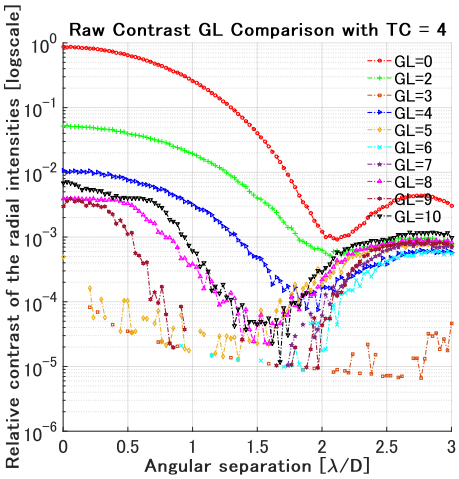
Las siguientes cargas $TC = [6,7,9]$, donde en $TC = 6$ genera una extinción en todo el espacio ocasionando que no se registre intensidad en la mayoría de los niveles de gris, pero aún en los niveles de menor rendimiento se observa que alcanza 10^{-2} con $GL = 2$ y 10^{-3} con $GL = 8$, lo que indican que esta configuración se desempeña en general bien con los otros parámetros. A partir de $TC = 7$ se empieza a evidenciar una reducción del desempeño, debido a la concentración de energía con las otras configuraciones de niveles de gris. A pesar de que la escala energética en forma general es menor que 10^{-2},



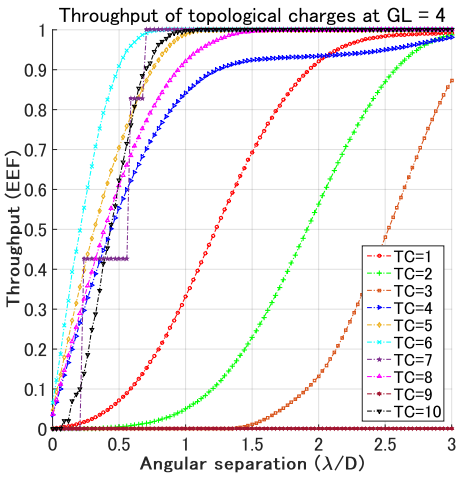
(a) Comparación de intensidades con $TC = 3$.



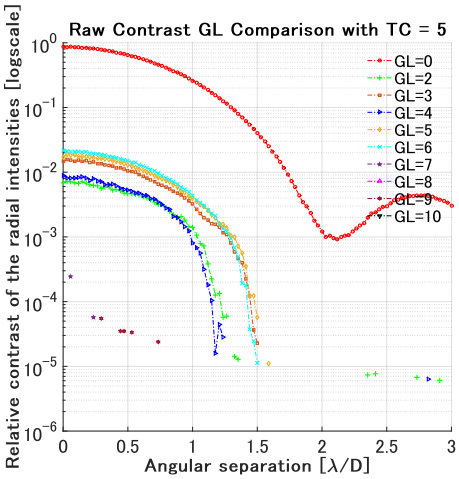
(b) *Throughput* con $GL = 3$.



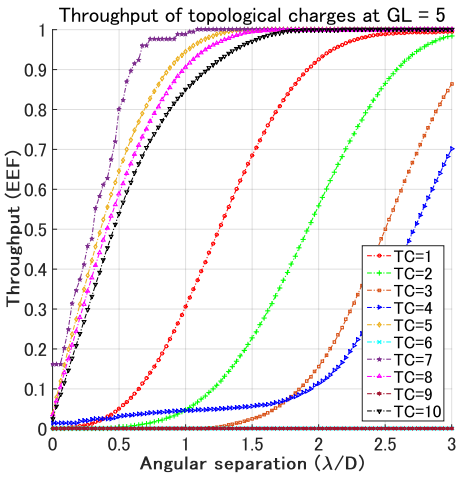
(c) Comparación de intensidades con $TC = 4$.



(d) *Throughput* con $GL = 4$.

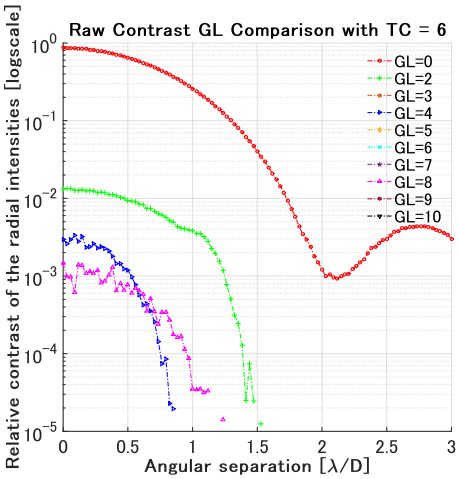


(e) Comparación de intensidades con $TC = 5$.

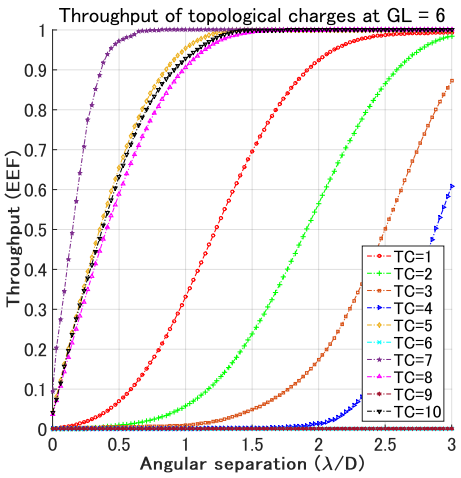


(f) *Throughput* con $GL = 5$.

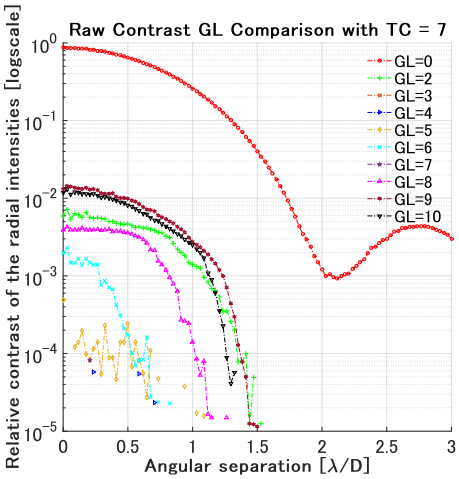
Figura 5.11: Análisis de intensidad y fracción energética de punto focal - I.



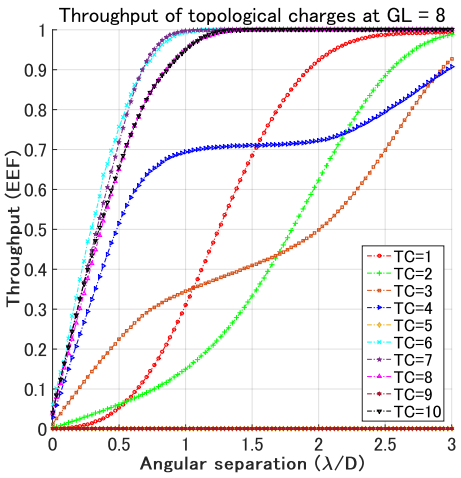
(a) Comparación de intensidades con $TC = 6$.



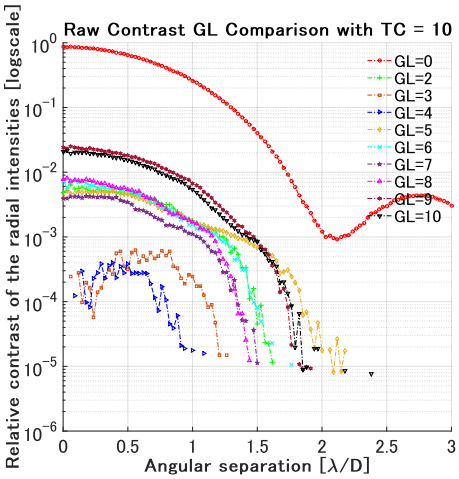
(b) *Throughput* con $GL = 6$.



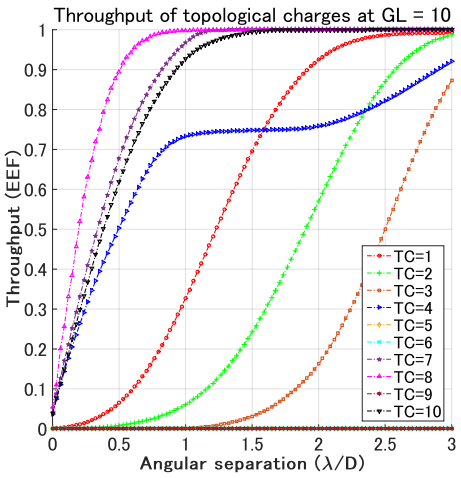
(c) Comparación de intensidades con $TC = 7$.



(d) *Throughput* con $GL = 8$.



(e) Comparación de intensidades con $TC = 10$.



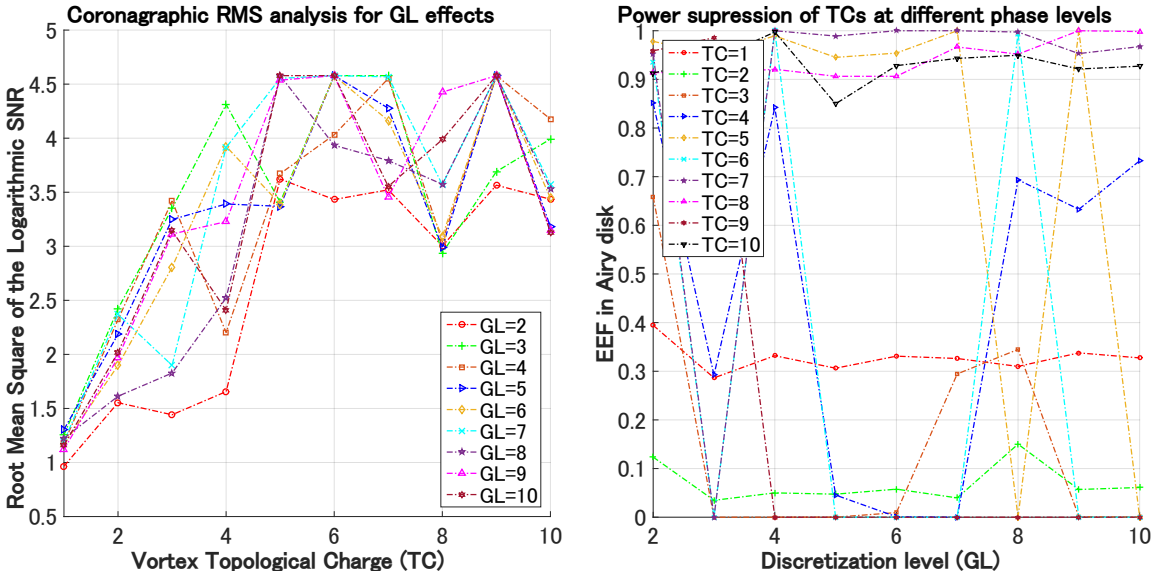
(f) *Throughput* con $GL = 10$.

Figura 5.12: Análisis de intensidad y fracción energética de punto focal - II.

da indicio de que el aumento de la carga topológica y el nivel de gris, en particular con $GL = 10$, genera una energía residual que se concentra entre $1\lambda/D$ a $1.5\lambda/D$. En términos generales, genera una extinción con características similares a $TC = 5$. En las cargas $TC = 8, 10$ decae el rendimiento y la escala de atenuación supera el valor de 10^{-2} para $GL = 10$.

Se observa entonces que el nivel de gris genera un punto óptimo según la carga topológica entre $GL = [5-7]$. Al aumentar la discretización y la carga topológica, reduce el rendimiento. Para este grupo menor. Por consiguiente, se encuentra un punto óptimo con las cargas y niveles intermedios $TC = [5, 6]$ en $GL = 7$.

En términos de la concentración energética, se encuentran comportamientos similares a los vistos en Lyot con los tres rangos. Las distribuciones tipo toroidales (TC=[1-3]), producen un perfil suave de integración, los cuales a partir del aumento del OAM reducen la fracción energética. Las cargas $TC = [4-7]$ presentan cambios en la concentración según el nivel de gris pasando de concentrar a no concentrar, como se evidencia en los mosaicos, donde en unas configuraciones hay energía remanente. Se cree que este comportamiento se debe al cambio de la simetría o leves cambios en el centro de la vorticidad, consecuencias de la discretización en la máscara de fase que puede generar cambios en la simetría de la distribución y transferir más energía con niveles específicos como en $GL = 4, 5, 6$. En los casos donde el EEF aparece en ceros, corresponde a los casos donde la energía no fue detectada y no hubo al menos un valor de intensidad. Para finalizar con este grupo menor de niveles de grises, se presenta el análisis de los valores de mérito en la figura 5.13.



(a) Razón de atenuación acorde TC.

(b) Fracción energética acorde GL.

Figura 5.13: Curvas del rendimiento coronográfico en la PSF con bajos niveles de gris.

En el LogRMS se presenta un comportamiento similar al visto en Lyot con el aumento de la carga topológica, donde aumenta la razón de extinción radial promedia hasta 4.5,

donde presenta un punto de saturación para las altas cargas topológicas. EL análisis define entonces a $TC = 5,6,9$ como de mejor desempeño en extinción radial con $GL = 7$, como se había mencionado anteriormente. En términos de concentración, el grupo toroidal (TC=[1-3]) genera una fracción relativa menor, directamente por la singularidad en las cercanías del eje. No obstante, para algunas de los filtros resulta estar hasta el 100 % de la energía en $1\lambda/D$, lo cual se atribuye a que la energía detectable llega hasta el punto central.

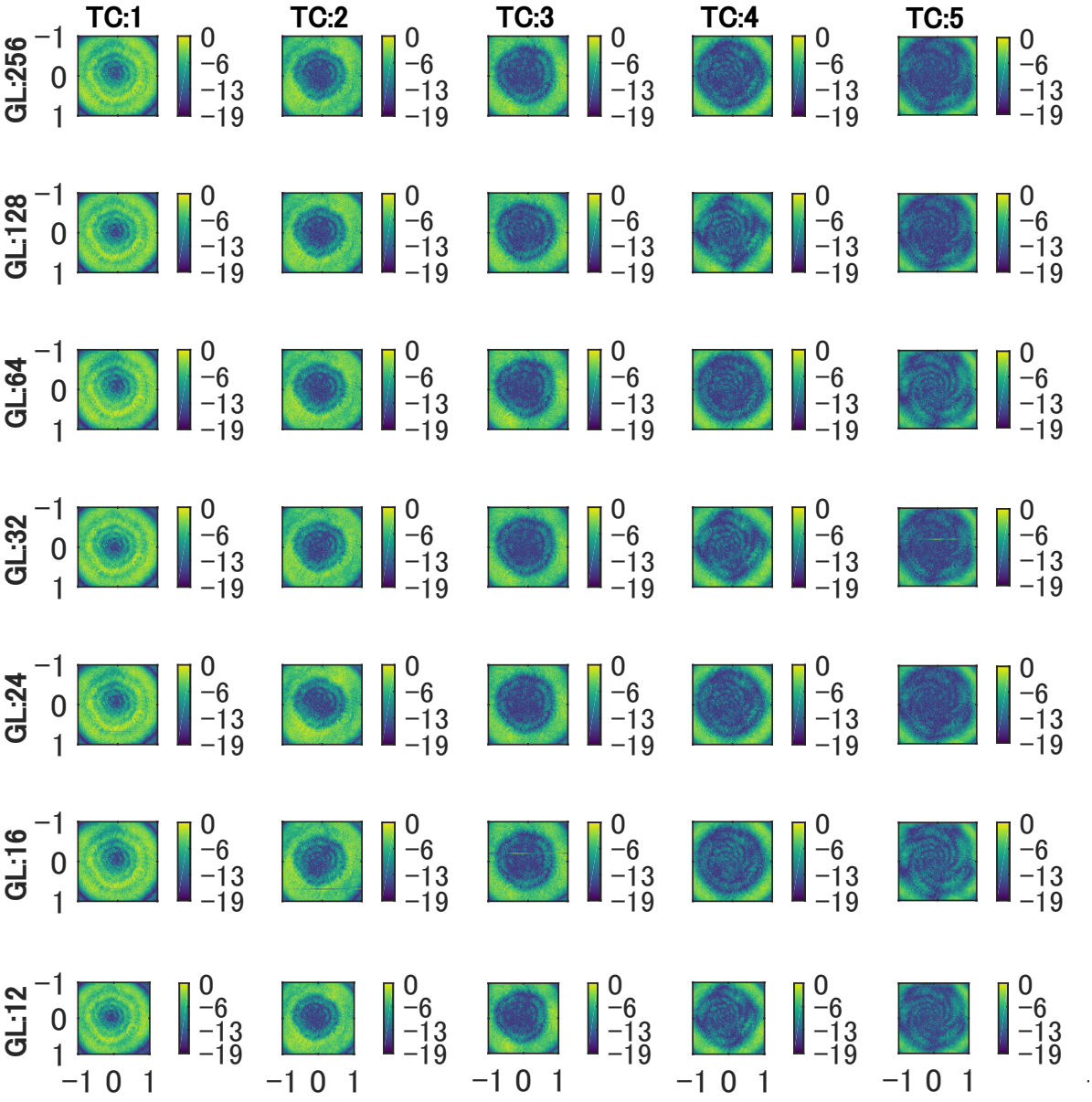


Figura 5.14: Intensidades experimentales de los planos de Lyot: $TC \leq 5, GL \leq 256$.

No obstante puede generar confusión como en el caso de $TC = 5$ que reporta con $GL = 9$

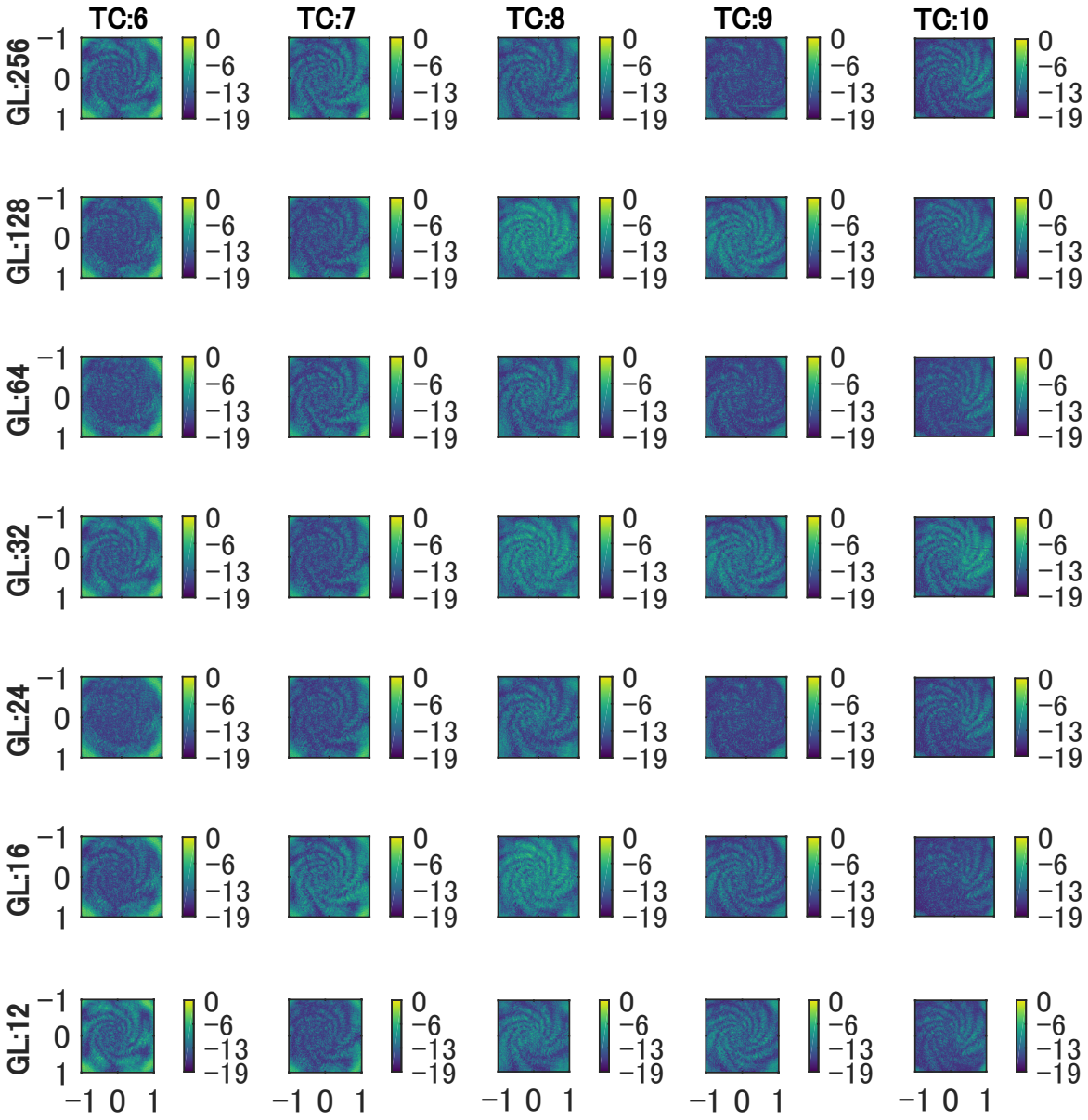
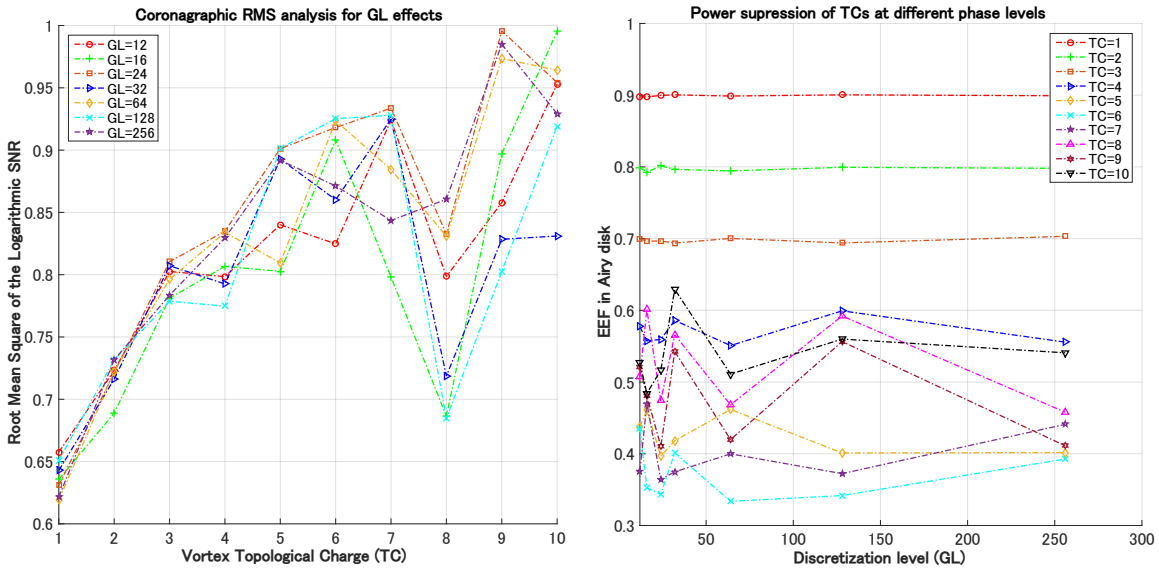


Figura 5.15: Intensidades experimentales de los planos de Lyot: $TC \geq 6, GL \leq 256$.

el 100 % en este rango, pero al mirar el mosaico de la figura 5.9, no hay energía apreciable. Si se detalla, la escala energética se reporta un valor de −23 dB en la parte central y ya no aparece más energía. Por lo tanto el EEF reporta este comportamiento como una acumulación del 100 %, lo que indica que la energía residual total detectable, por más pequeña que sea, quedó contenida en $1\lambda/D$. Por consiguiente en los casos de extinción total un $EEF = 1$ no indica un mal rendimiento. Por lo tanto su interpretación debe mantenerse de la mano de la escala energética para clarificarse.

Continuando con el análisis para el grupo alto de niveles de gris en el plano de Lyot, no

se observan cambios significativos en el comportamiento de las distribuciones como se observa en los respectivos mosaicos en las figuras 5.14 y 5.15. Para analizar la incidencia coronográfica, en la figura 5.16 se presenta las métricas de mérito asociadas.



(a) Razón de atenuación acorde TC.

(b) Fracción energética acorde GL.

Figura 5.16: Curvas del rendimiento coronográfico en Lyot con bajos niveles de gris.

Con el incremento del nivel de gris se observa que se define mejor el comportamiento de los filtros, y se aprecia que se logra un estado óptimo de extinción a partir de $GL = 24$ hasta $GL = 128$. Con el comportamiento efectivo se puede establecer que $TC = [5,6,7]$ con $GL = [24,64,128]$ definen el comportamiento óptimo en el rango de cargas medias, mientras que en $TC = 9$ genera la mayor extinción efectiva en este mismo rango de niveles de gris. En comparación a la simulación, se observa una correspondencia con los niveles de grises $GL = [24,64]$ los cuales generan un rendimiento óptimo. En el caso de $GL = 32$ este coincide con el efecto de la reducción del rendimiento coronográfico, pero con la diferencia de que para $TC = 9$, este nivel de gris no produce su mejor desempeño y en su lugar es $GL = 21$. Otra observación con el experimento es la ausencia de una tendencia saturada, sino que con el aumento de los niveles puede reducirse el rendimiento para algunas cargas topológicas. El efecto de esto se atribuye a la forma en que se discretiza el filtro de fase y su efecto en los valores centrales de la singularidad.

Analizando el comportamiento del EEF, no se generan cambios representativos, sino la definición de la tendencia. En este caso se aprecia un punto valle en las cargas no toroidales, que definen una mejora y una reducción de la energía contenida. Para las cargas pares $TC = 6,8,10,4$ poseen respectivamente una fracción energética mínima del 33 %,46 %,51 % y 55 % con $GL = 64$. Cuando se evalúa con $GL = 128$, estos valores cambian a 34 %,55 %,55 % y 90 %, indicando una reducción del desempeño. En el caso de las cargas impares $TC = 7,5$ respectivamente tienen en $GL = 64$ el 40 % y 56 % de la energía, mientras que en $GL = 128$ mejora con el 37 % y 40 % de la fracción. Siguiendo

las tendencias, se puede observar que para todas las cargas, con excepción de TC=10, $GL = 24$ produce una fracción óptima y el segundo caso $GL = 64$ permite reducir de las cargas, con excepción del conjunto impar. Por consiguiente se puede establecer que desde la perspectiva de Lyot, $GL = 24$ es el nivel óptimo tanto en extinción como en acumulación. Para corroborar este comportamiento, se analiza el plano focal de forma similar. En las figuras 5.17 y 5.18 se presenta los respectivos registros focales.

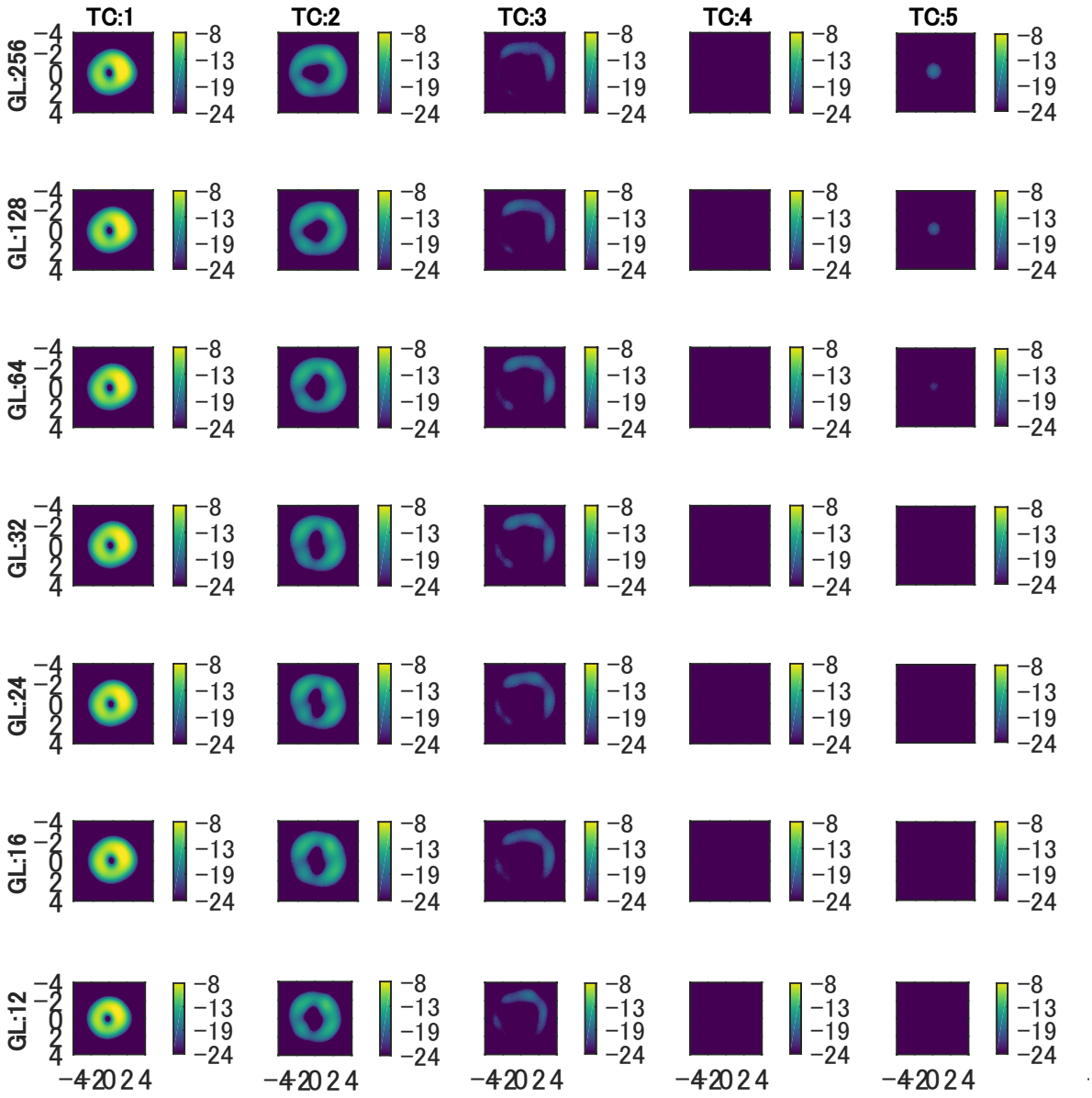


Figura 5.17: Intensidades experimentales de los planos de la PSF: $TC \leq 5, GL \leq 10$.

La estructura general de las distribuciones toroidales se mantienen aproximadamente constante entre los diferentes niveles de gris. En el caso de las distribuciones que

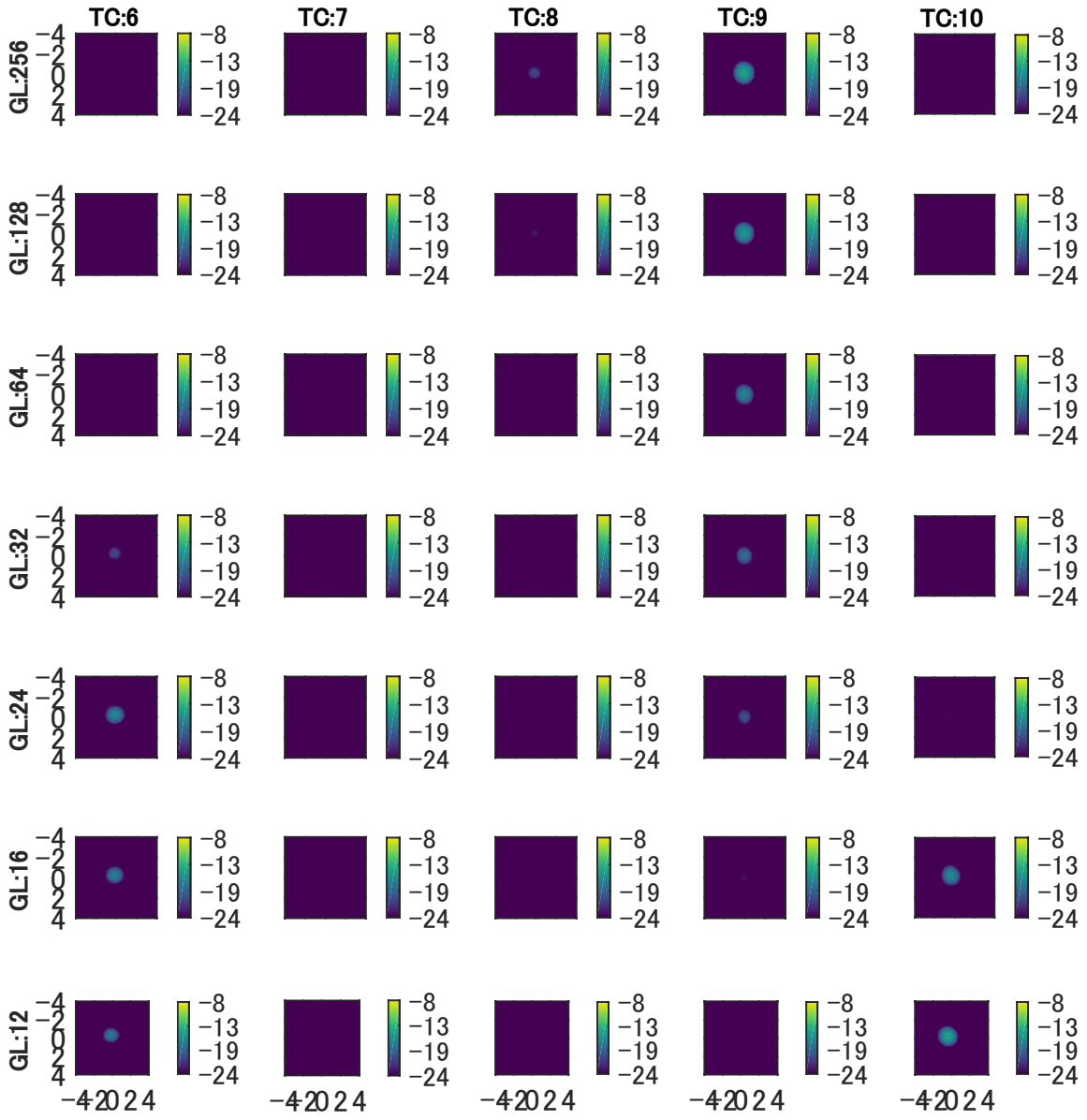


Figura 5.18: Intensidades experimentales de los planos de la PSF: $TC \geq 6, GL \leq 10$.

presentan truncamiento, aparecen cambios en la concentración energética. El efecto que se evidencia es que existen diferentes puntos óptimos de extinción para cada carga topológica en donde se observa el siguiente comportamiento en relación al grupo de los bajos niveles de gris. La carga $TC = 4$ extingue más energía en el grupo menor a partir de $GL = 5$ hasta $GL = 10$. Desde este punto, comienza a incrementarse la energía residual en el plano focal, en una región fuera de la región axial. Al analizar el experimento con otro tipo exposición para identificar la estructura, se logra observar que la energía residual compone parte de una distribución toroidal, similar al descrito

en la figura 5.19.

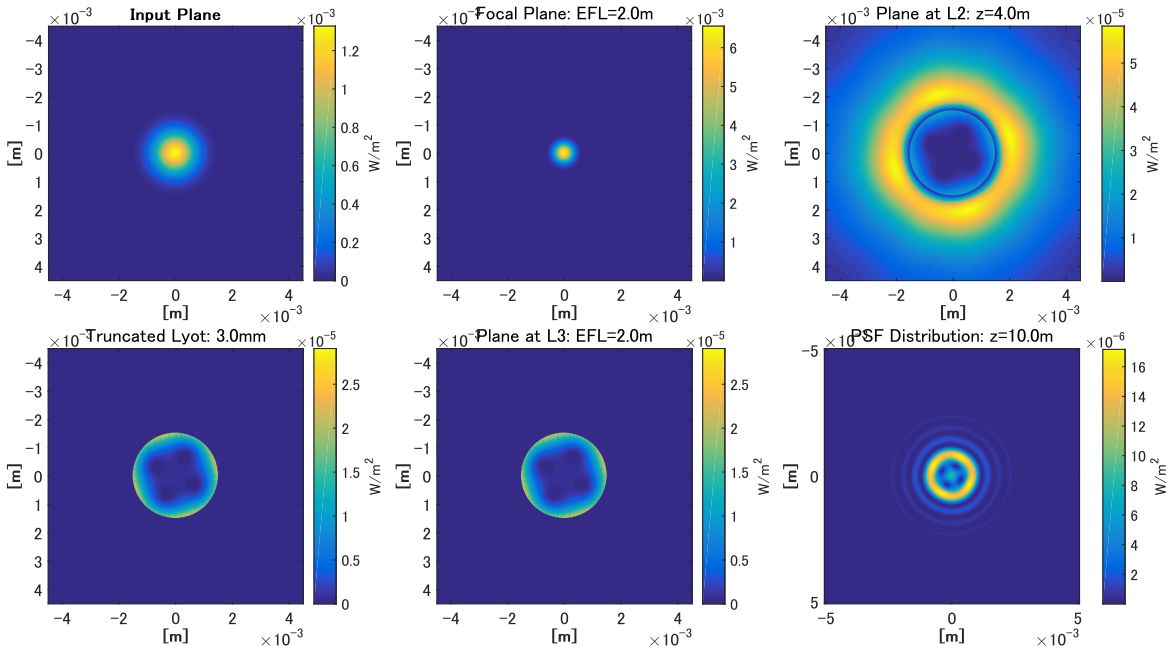


Figura 5.19: Separación de cargas en las intensidades con $TC = 4$, $w = 1\,\text{mm}$.

Esta simulación se genera con una distribución gaussiana con ancho de 1 mm. Para el experimento, con el aumento del nivel de gris, se produce una mejor representación de la dislocación de fase, lo que permite que la distribución de intensidad siga esta forma toroidal, al igual que el campo en Lyot, no termina de sacar la energía por fuera de $1 = a/\rho$ y queda una parte remanente que puede describir esta transición. El hecho de que este parcialmente llegando a la PSF con una porción vertical, puede significar que existe una leve desalineación con el eje del plano de Lyot con la apertura de truncamiento, porque a pesar de que puede generarse parte del vórtice, se trunca el máximo de energía en Lyot y debe esperarse una extinción radial, como se describe en el caso con el grupo de los bajos niveles de gris. Es entonces que $TC = 4$ es el punto de transición del experimento entre truncamiento y definición toroidal.

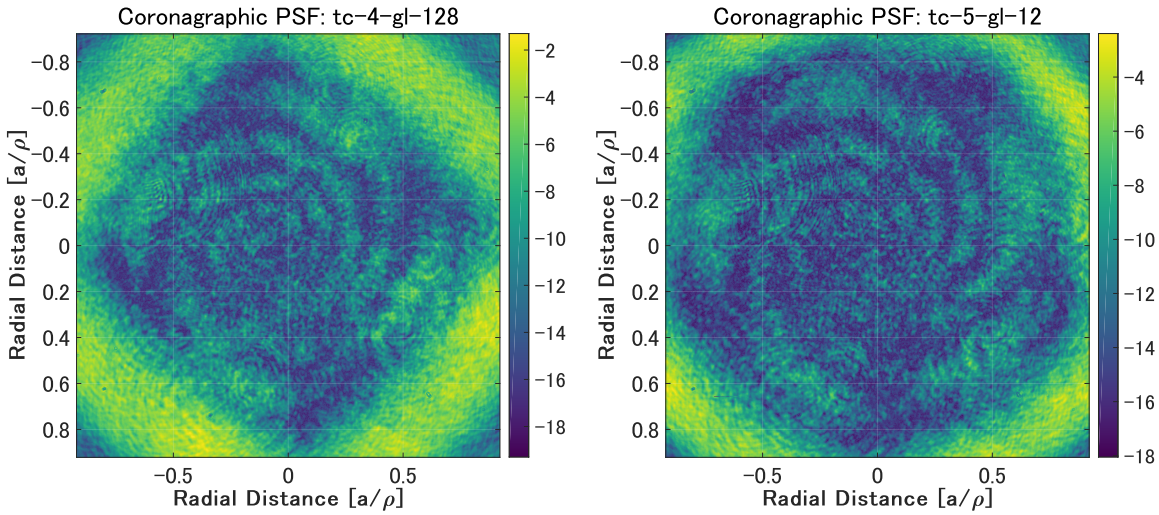
A partir de $TC = 5$ la circulación de luz aumenta desplazando gran parte de la intensidad afuera de $1 = a/\rho$ en Lyot, lo que incrementa el truncamiento, ocasionando la pérdida de la estructura toroidal y dejando fugar la luz residual interna con $\rho < a$ y parte menor del borde toroidal. Por la geometría de la apertura. se produce entonces una distribución de Airy tenue en la PSF. Es este efecto que se mantifiesta en las cargas topológicas siguientes y de ahí la diferenciación espacial.

Los cambios inducidos entre varios niveles de gris, corresponden directamente a un aumento de la energía residual en Lyot y que es independiente de la mejora en la definición de la carga topológica, esto a razón de que si lo fuera, se produciría una

mayor circulación de Energía generando un mínimo más profundo como se espera en la generación de haces Laguerre-Gauss.

La hipótesis se centra en tres efectos, un muestreo irregular por el tamaño de punto focal en relación a la densidad de cargas topológicas por píxel, la posible asimetría que induce la discretización de la máscara de fase con específicos niveles de gris o el efecto de la separación de las cargas del eje. Como ejemplo para este tercer caso, en la simulación previa (figura 5.19) en la definición del campo de Lyot truncado, se puede apreciar que se describe una geometría de cuadrilátero, con cada carga dispuesta en cada esquina. Esto conlleva a que la parte axial tenga más energía que la región periférica. Por lo tanto al estar en $\rho < a$ no se trunca y forma una distribución de Airy distorsionada.

Este comportamiento de la separación de las cargas del punto axial y del equidistanciamiento geométrico entre estas, se aprecia en el campo de Lyot experimental, si se detalla los nodos más oscuros de intensidad con $-19\,\text{dB}$ vistas en los mosaicos 5.3 y 5.14, donde se observa mejor en bajos niveles de gris. Tomando algunas imágenes de los registros se observa bien los nodos de menor intensidad distribuidos equidistantemente.



(a) Plano de Lyot con $TC = 4$, $GL = 128$.

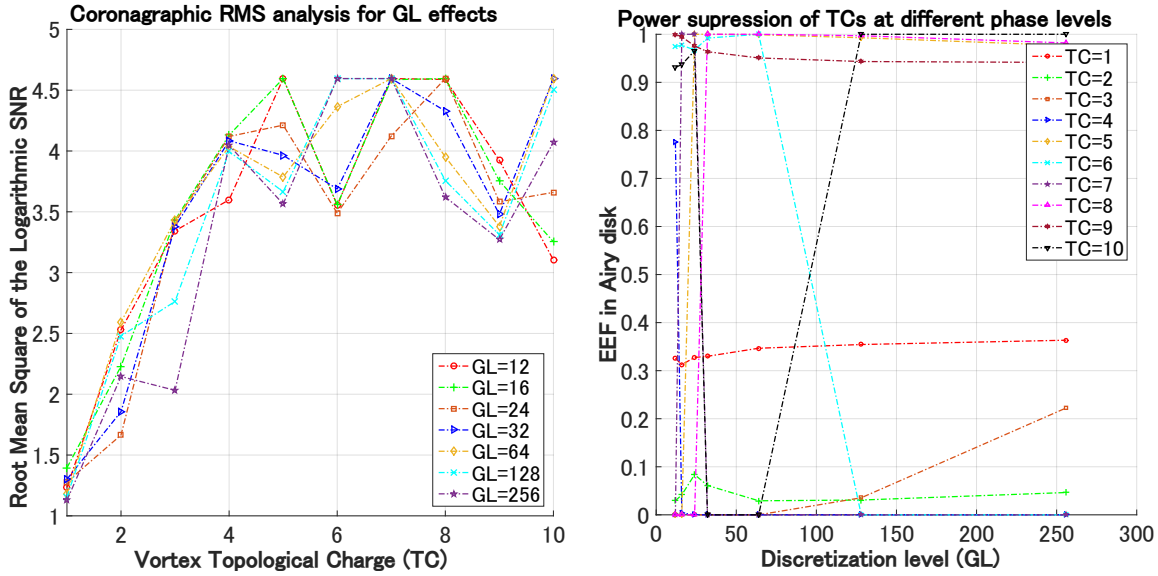
(b) Plano de Lyot con $TC = 5$, $GL = 12$.

Figura 5.20: Separación de cargas del punto axial acorde el orden azimutal en Lyot.

Estos nodos en la figura 5.20, a lo que corresponderían a la ubicación de las singularidades, han salido de la región central, lo que permite contrastar con lo que analizado en la simulación gaussiana y observando que radialmente se separan más del eje, por lo tanto favoreciendo la permanencia de la energía axial de fuga que se proyecta a la PSF. Esta separación aumenta en dos factores, dependiendo la magnitud del orden radial, como se observa en la figura del experimento coronográfico gaussiano 4.32, y del ancho y forma del campo incidente.

El balance de los filtros para la distribución experimental corresponde a dos aspectos. Una singularidad con un orden radial que permita hacer circular la energía sobre la

distancia radial $1 = a/\rho$ que permita truncarse con una relación $\beta = 1$, pero que sea un orden radial no tan grande que las dislocaciones se separen bastante ($\rho > 0.4$) de la región central y permita que quede luz axial que no pueda truncarse. Las variaciones de intensidad analizadas con el número de niveles de gris corresponde en la forma en que se estructuran estos nodos singulares, ya que pueden generar otros tipos de geometría, o aumentar o disminuir levemente la posición de las singularidades. En las escogencia del nivel de gris queda directamente ligado a la cuantificación con las métricas propuestas, para esto, y para finalizar el análisis con el PLUTO, se presenta las curvas de mérito de los diferentes parámetros en las figuras 5.21.



(a) Razón de atenuación acorde TC.

(b) Fracción energética acorde GL.

Figura 5.21: Curvas del rendimiento coronográfico en la PSF con altos niveles de gris.

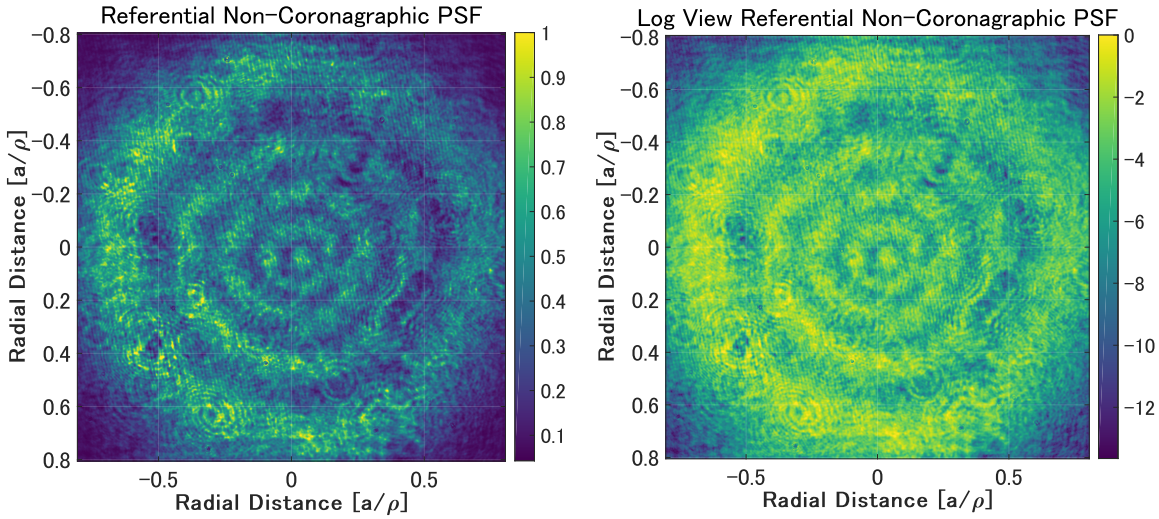
En términos de extinción los niveles $GL = 16, 128, 24$, respectivamente proporcionan el comportamiento óptimo para las cargas de mejor respuesta $5, 6, 7$ en el grupo mayor. En relación a la concentración energética se evidencia esencialmente un comportamiento detectable de extinción de similar orden entre la mayoría de las cargas $TC \geq 5$ con excepción de $TC = 6, 9, 10$ que presentan intensidades remanentes en el punto axial, por lo que el criterio queda en términos de la carga de mayor extinción.

Finalmente bajo el análisis simulado y experimental con el PLUTO, se elige la carga $TC = 5$ con un nivel de $GL = 16/24$ tanto por la reducción energética óptima que produce, la baja concentración fraccionaria que tiene en la PSF o en Lyot, la baja dependencia del ancho gaussiano visto en la simulación, y por ser el menor orden azimutal que permite la circulación suficiente para truncar la luz. El hecho de que sea la menor favorece el balance del *throughput*, de forma que no se tenga un alto OAM, que saque la intensidad de interés a la distancia radial de corte. Por consiguiente esta es la configuración propuesta para la prueba del telescopio. En la siguiente sección se realiza un análisis similar con el LC2002, para establecer sus capacidades coronográficas.

5.2 Modulación con el LC2002

En este análisis se busca evaluar las capacidades del LC2002 bajos las limitadas condiciones de modulación de fase que puede entregar, con el objetivo de estudiar una segunda tecnología de cristal líquido en la coronografía. No obstante, para una comparación con los resultados del PLUTO no se puede realizar de forma directa, debido a que para analizar la intensidad en el LC2002, debe interpretarse con cautela por el efecto del acoplamiento de la modulación de fase con una respuesta en amplitud, la cual puede no solamente disminuir el umbral absoluto de energía que podría llegar a la PSF por la variación en amplitud, sino que puede también afectar la definición estructural en los niveles donde se pueda extinguir más la amplitud luz, con algún nivel de gris específico. Adicionalmente la alta dependencia en los estados de análisis y generación para la configuración de la modulación de fase, afectan igualmente la intensidad, por lo que no se obtienen condiciones similares entre ambos sistemas de modulación para una comparación absoluta.

Conforme lo anterior, el análisis coronográfico con este sistema gira entorno a establecer qué configuraciones de filtro logran generar la circulación más alta en el plano de Lyot que permita llevar la energía al rango de truncamiento y cómo se ve reflejado con la energía de fuga en la PSF. De igual manera, manteniendo un análisis relativo del umbral energético con cada sistema a las referencias propias de cada conjunto de información. Por consiguiente, las características fotométricas del detector se ajustan con valores diferentes a las utilizadas en el PLUTO, para utilizar el rango dinámico completo con las intensidades en Lyot o la PSF obtenibles con este sistema.



(a) Distribución de pupila en escala lineal.

(b) Distribución de pupila en escala lineal.

Figura 5.22: Intensidades de referencia en el plano de Lyot con el LC2002.

Para este análisis se utiliza el mismo conjunto métrico para analizar los comportamientos de intensidad. Conforme a ellos, se inicia observando la distribución de referencia vista desde el respectivo plano de Lyot a la salida este modulador, como se presenta en la figura 5.22. Los respectivos registros de Lyot se presentan en las figuras 5.23 y 5.24.

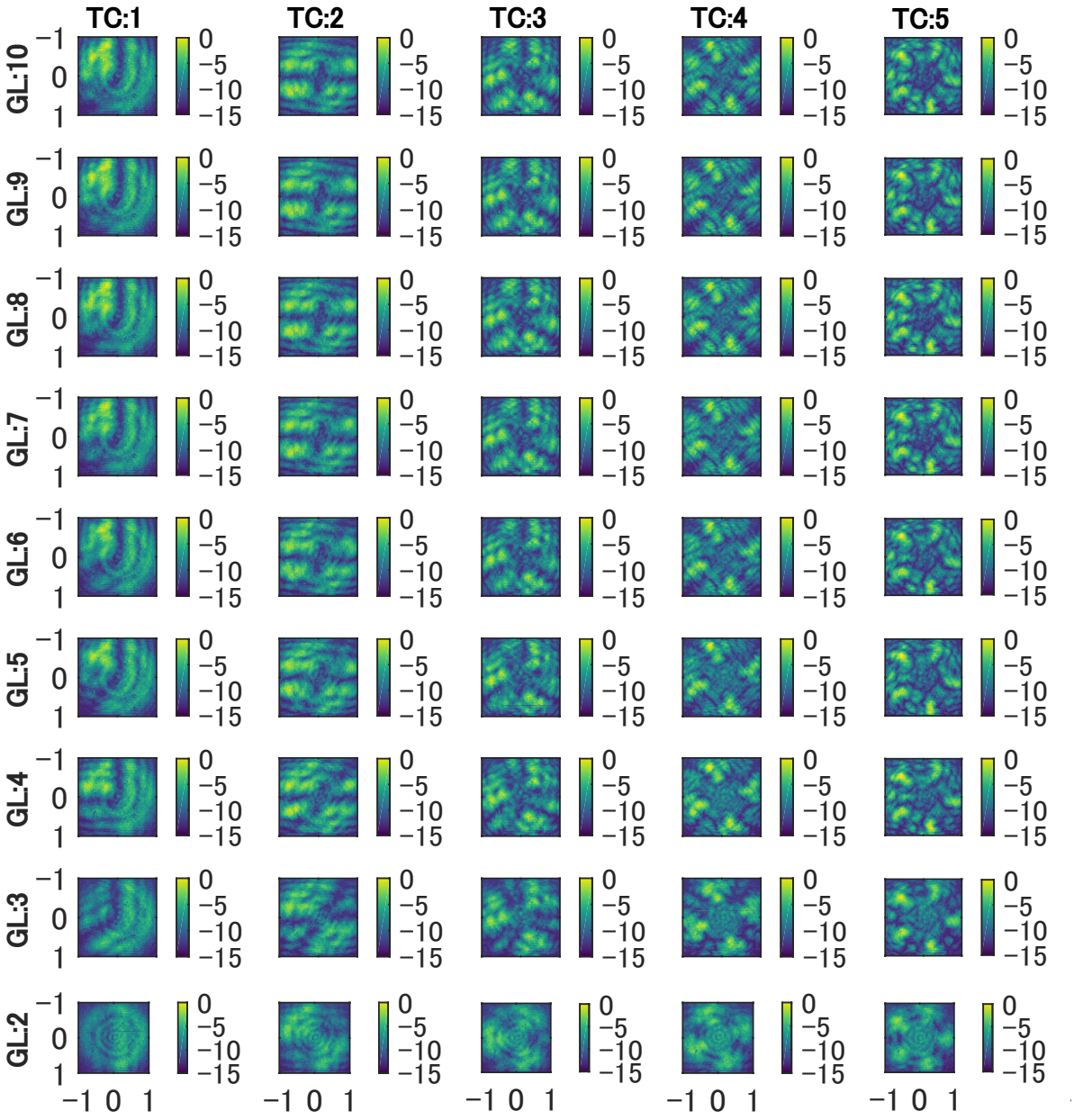


Figura 5.23: Intensidades de los planos de Lyot con el LC2002: $TC \leq 5, GL \leq 10$.

Se menciona que las condiciones de modulación de fase son restrictivas con el modulador por la longitud de onda que no es óptima para los niveles de gris utilizados, por lo que los estados polarimétricos fueron ajustar para obtener la mejor respuesta de fase para esta longitud de onda de forma empírica. Por lo cual no se generan cambios representativos

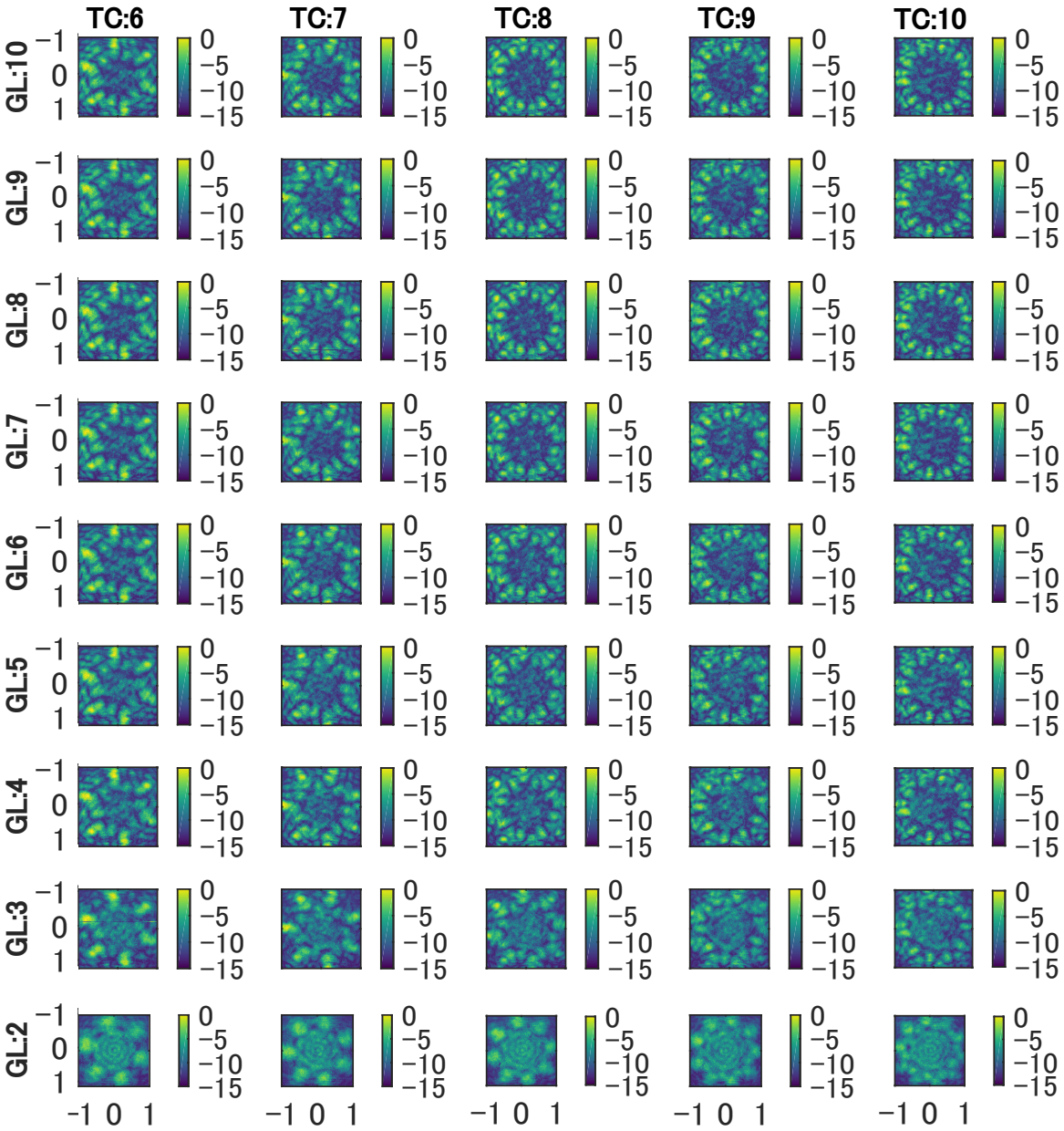


Figura 5.24: Intensidades de los planos de Lyot con el LC2002: $TC \geq 6, GL \leq 10$.

entre niveles de gris y la estructura de las intensidades es similar. Bajo estas condiciones de baja modulación se busca establecer si se logra la circulación suficiente de energía para truncar con la apertura.

El comportamiento en Lyot describe la presencia de las vorticidades junto con los borde difractados del filtro de fase, por lo que no se genera una transición tipo escalón desde el centro al borde de intensidad, sino directamente una región de menor energía de forma anisotrópica. Las intensidades describen el mismo efecto de la separación de las cargas, donde se describe un tipo de geometría en cada carga topológica, al igual que

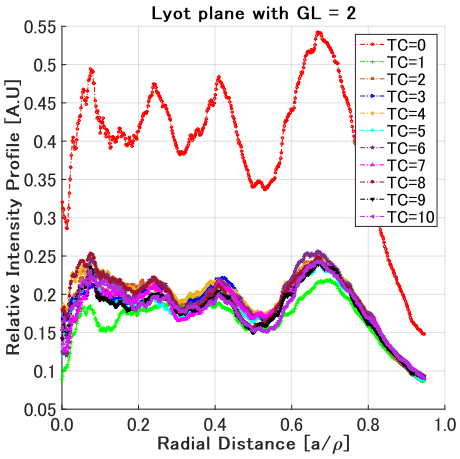
no se produce el borde de corte en Lyot. Lo que indica entonces que se mantienen las características de las transiciones suaves de la iluminación de entrada de forma similar a lo visto con el PLUTO. Por consiguiente este sistema dependerá de la magnitud del momento angular orbital para desplazar la energía.

En términos de la intensidad, se observan las limitaciones en la representación de la fase, donde no se produce una estructura azimutalmente simétrica y discretizada, que no producen en las **cargas bajas** una suficiente circulación energética para el truncamiento, por lo que se espera que haya una fuga de intensidad que producirá una PSF energética que describe una distribución toroidal discretizada, esto como consecuencia que estos niveles no producen una transición representativa en la singularidad. No obstante, se observa que con el aumento de los niveles de gris se logra refinar la estructura de las vorticidades y se reduce las fluctuaciones de difracción del borde, lo que aumenta levemente el centro de la singularidad y la reducción de la energía interna. Sin embargo, la circulación que se logra con las bajas cargas topológicas mantienen los máximos de intensidad en $a < \rho$.

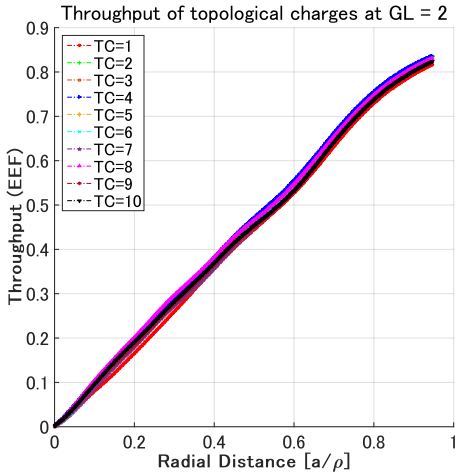
Con el aumento de la carga topológica se hace notorio el incremento de la circulación energética, junto con la distancia radial de la región de mínima intensidad en la parte axial del campo. Asimismo se comienza a generar una distribución azimutalmente más simétrica, que produce una región interna circular, lo que favorece el truncamiento en Lyot. En el caso de mayor con este grupo en $TC = 10$ se obtiene la distancia radial máxima en que se logra posicionar los nodos de mayor intensidad. La distancia de los máximos por carga y el factor de encapsulamiento se analizan en las figuras 5.25 y 5.26.

El comportamiento con los filtros indica que en primera instancia con $GL = 2$, la intensidad convolucionada describe una versión atenuada de la distribución original, donde se puede identificar la escala de atenuación que induce directamente el sistema de transmisión con la modulación en amplitud. A partir de $GL = 3$ se comienza a formar la distribución de vorticidad, generando el deprimido en la región axial y la concentración energética desde $\rho = 0.3a$ hasta $\rho = 0.8a$, dependiendo de la carga topológica. Con el aumento del nivel de gris, la energía en la región central disminuye y se transfiere a la concentración externa. Este efecto se mantiene constante con el aumento del nivel de gris.

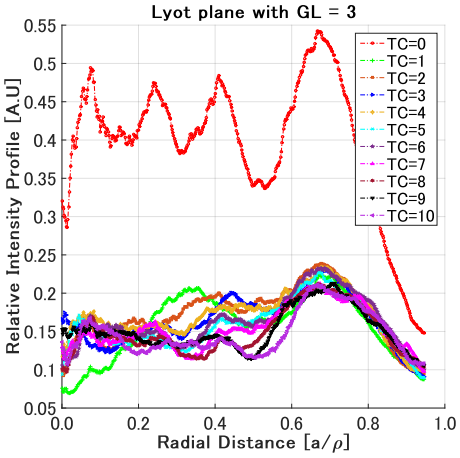
En relación a la concentración energética, el primer comportamiento en $GL = 2$, el EEF es lineal para todas las cargas y posee la pendiente mayor de este grupo. Con el aumento del nivel, la pendiente se inclina menos y empieza a detallarse que se concentra menos con cada carga, indicando las distancias radiales de la reducción energética axial y el incremento de la circulación de luz externa. La contribución por cada carga topológica se hace presente secuencialmente donde $TC = 1$ es la configuración que produce menor circulación hasta la distancia $\rho = 0.24a$, y $TC = 10$ con la mayor circulación hasta $\rho = 0.6a$. Esto indica que una gran porción energética se logrará transferir a la PSF y se producirá entonces una distribución toroidal discreta. La energía que truncará corresponderá a la parte externa de los máximos en cada carga topológica. Acorde a la tendencia principal de los perfiles, esta indica un posible desempeño lineal con el



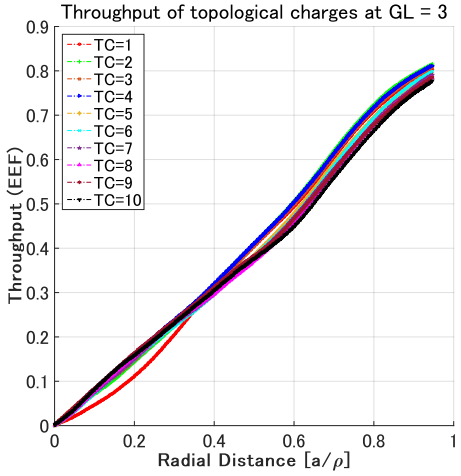
(a) Intensidades de Lyot con $GL = 2$.



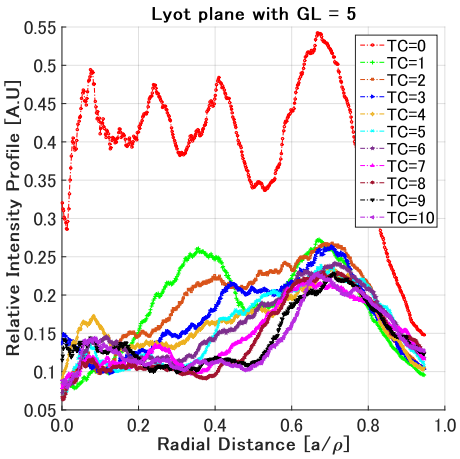
(b) *Throughput* de Lyot con $GL = 2$.



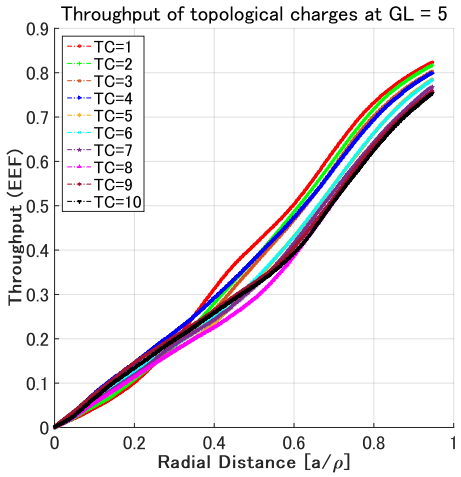
(c) Intensidades de Lyot con $GL = 3$.



(d) *Throughput* de Lyot con $GL = 3$.

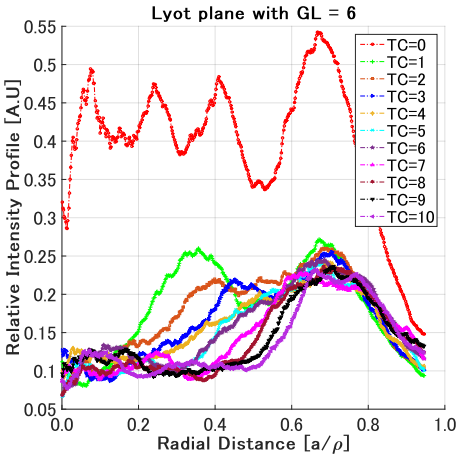


(e) Intensidades de Lyot con $GL = 5$.

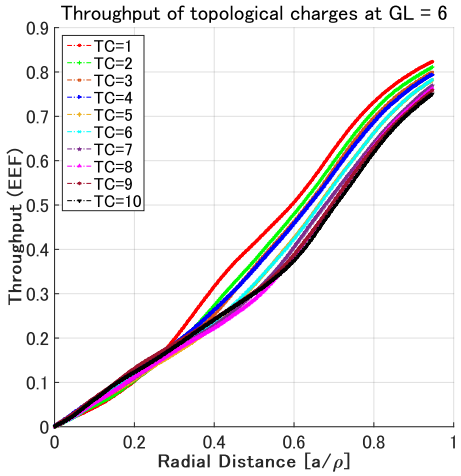


(f) *Throughput* de Lyot con $GL = 5$.

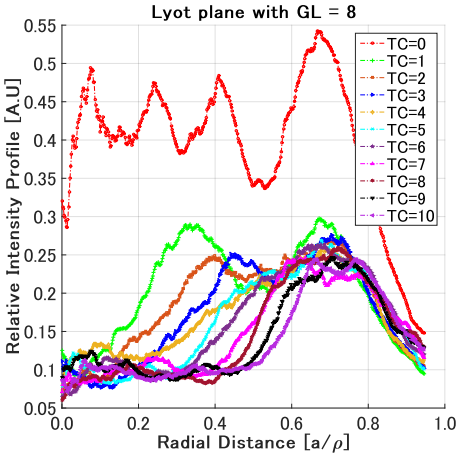
Figura 5.25: Análisis de intensidades y EEF en Lyot con el LC2002: $TC \leq 10, GL \leq 5$.



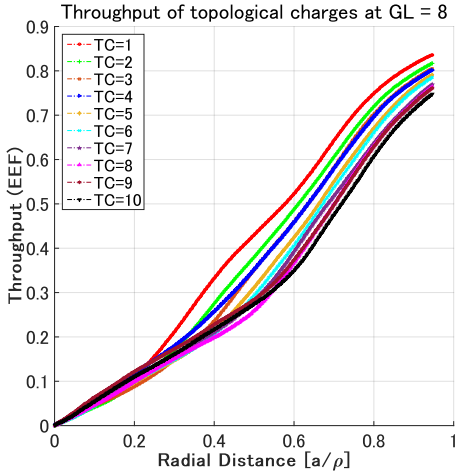
(a) Intensidades de Lyot con $GL = 6$.



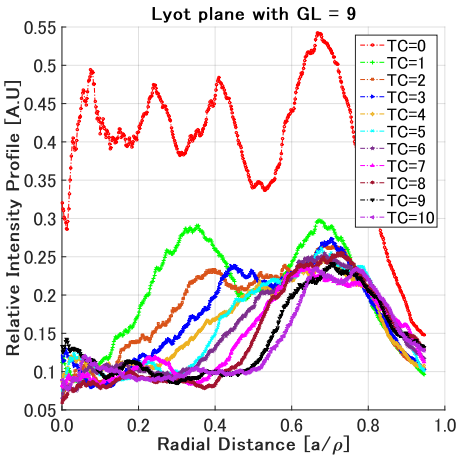
(b) *Throughput* de Lyot con $GL = 6$.



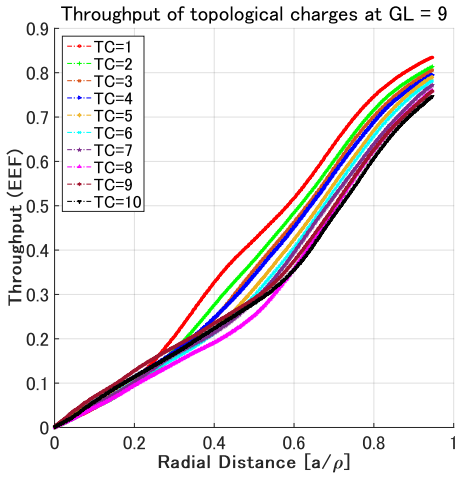
(c) Intensidades de Lyot con $GL = 8$.



(d) *Throughput* de Lyot con $GL = 8$.



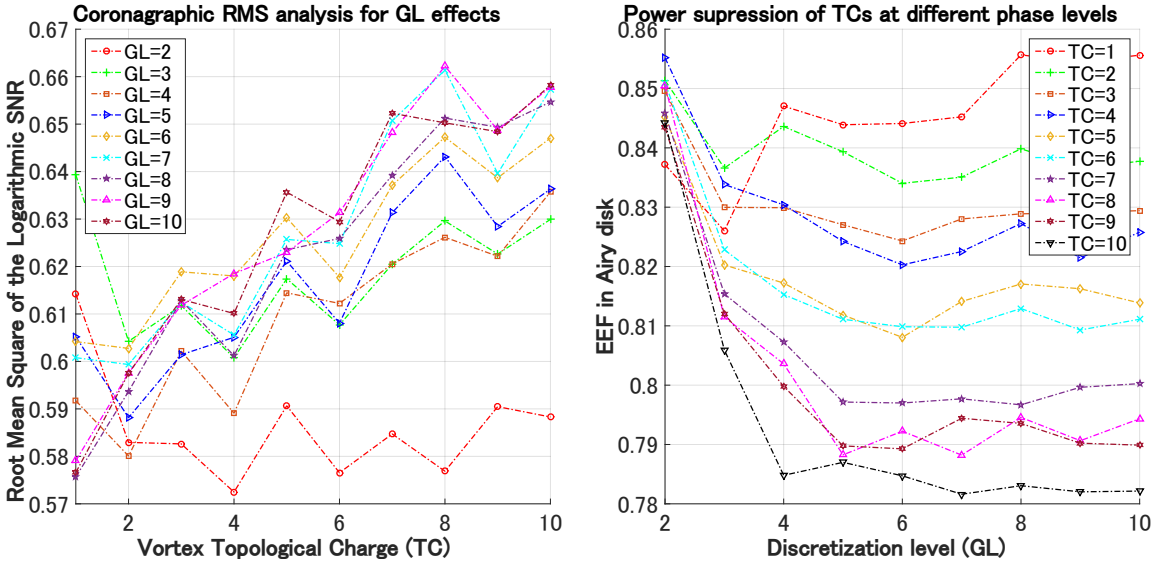
(e) Intensidades de Lyot con $GL = 9$.



(f) *Throughput* de Lyot con $GL = 9$.

Figura 5.26: Análisis de intensidades y EEF en Lyot con el LC2002: $TC \leq 10, GL \geq 6$.

aumento de los parámetros del filtro, donde el mayor desempeño se encuentra en los valores mayores en TC y GL. Este comportamiento se describe con las métricas de mérito presentadas en la figura 5.27.



(a) Razón de atenuación acorde TC.

(b) Fracción energética acorde GL.

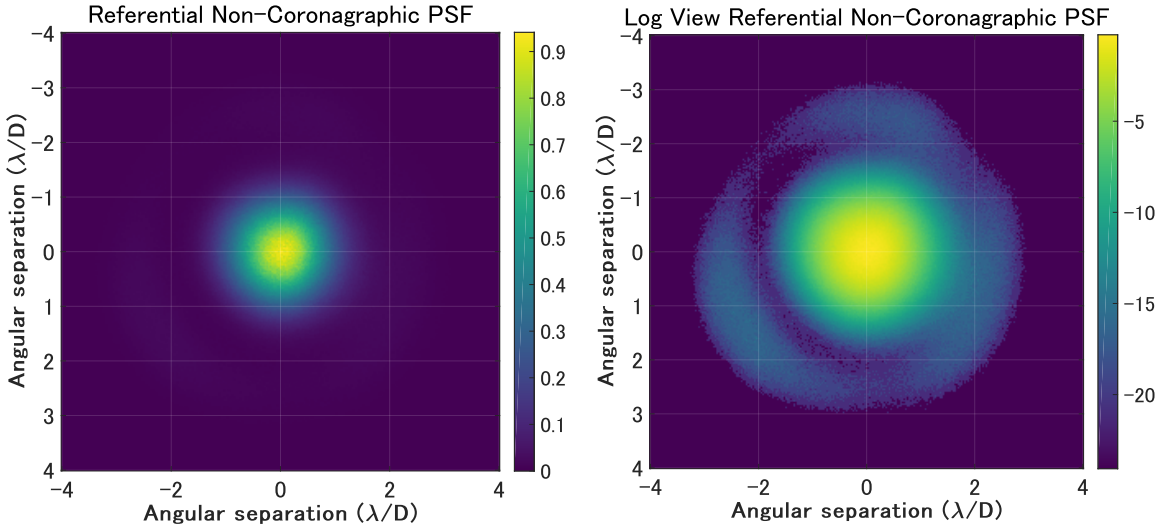
Figura 5.27: Curvas del rendimiento coronográfico en Lyot con bajos niveles de gris.

A pesar de presentarse un mejor rendimiento aproximadamente lineal con el aumento de los parámetros, la escala de atenuación indica una variación menor con un rango de cambio LogRMS entre $[0.58-0.66]$ con un $\Delta = 0.08$, lo que indicaría que todas las cargas producen un umbral de intensidad similar. Es decir que en promedio radial, el mínimo de $TC = 1$ y el mínimo de $TC = 10$ tienden a ser similares, lo mismo ocurriría para el máximo. Este comportamiento también se puede apreciar con los perfiles anteriormente vistos. Esto indica que en promedio la profundidad de intensidad de las vorticidades en Lyot son similares y que solo el ancho espacial es lo que incrementa principalmente con el aumento de TC. Adicionalmente, el cambio en el umbral de intensidad es afectado considerablemente por el nivel de gris, para $GL > 2$, dentro de esta escala pequeña de variación $\Delta = 0.02$ para el caso de $TC = 6$ con cambios entre $[0.61-0.63]$ con los valores de $GL = [3-10]$, respectivamente.

En relación a la concentración energética, los cambios también son menores con un rango entre el $[79.5\,\%-85.5\,\%]$ del EEF evaluado en $1 = \alpha/\rho$. También se observa un punto de saturación, el cual a pesar de aumentar el nivel de gris, existe una **concentración remanente** que se reduce lentamente con el aumento de este parámetro. Según las posiciones radiales, un gran porcentaje energético relativo de hasta el $85\,\%$ podría pasar a la PSF, con lo que se esperaría una distribución toroidal discreta. Se requeriría una relación de apertura de $\beta = 0.6$ para comenzar a truncar la energía acorde la modulación alcanzada. Sin embargo esto podría inducir una difracción circular en el plano de Lyot, que desplazaría levemente la posición del plano focal. Para compensar la cantidad

energética que se fuga, en el experimento se ajustó la apertura de truncamiento a 2 mm reduciendo 1 mm de y estableciendo una proporción cercana a $\beta = 0.65$.

Para analizar la repercusión de la transmisión de intensidad remanente, se analiza la perspectiva del plano de la PSF. En la figura 5.28b se presente el plano focal de referencia junto con su escala de medición.



(a) Patrón focal en escala lineal.

(b) Patrón focal en escala logarítmica.

Figura 5.28: Distribución focal de referencia generada con el brazo del LC2002.

Una de las diferencias entre este plano focal al registrado con el PLUTO, corresponde a la presencia de un astigmatismo más pronunciado, debido a las aberraciones que logra inducir la estructura interna del modulador, afectando un poco la concentración de forma asimétrica en diferentes puntos de la intensidad. La información se presenta nuevamente en la escala decibel con la misma venta de observación de $4\lambda/D$. Los diferentes mosaicos respectivos en relación al plano de Lyot vistos en la PSF, se presentan en las figuras 5.29 y 5.30.

El comportamiento descrito en las intensidades, describen algo similar a lo visto en la figura 5.17, donde las cargas menores producen una distribución de vorticidad, en este caso más discreta, debido a la fracción energética que logra pasar en la región interna, y que permite formar parte de la distribución tipo toroidal discreta. Es entonces a partir de las cargas medias en $T = 5$, donde el truncamiento tiene más efecto. Sin embargo, debido a la escala de integración del detector, no se observa que la energía residual compone una vorticidad remanente con un centro axial luminoso. Con el incremento de la exposición en otro experimento, se logra observar esta característica como en el caso presentado en la figura 5.31. Nótese que esta escala decibel de esta figura no es compatible con el resto de intensidades, debido a que utiliza un umbral enerético diferente con una señal de referencia saturada.

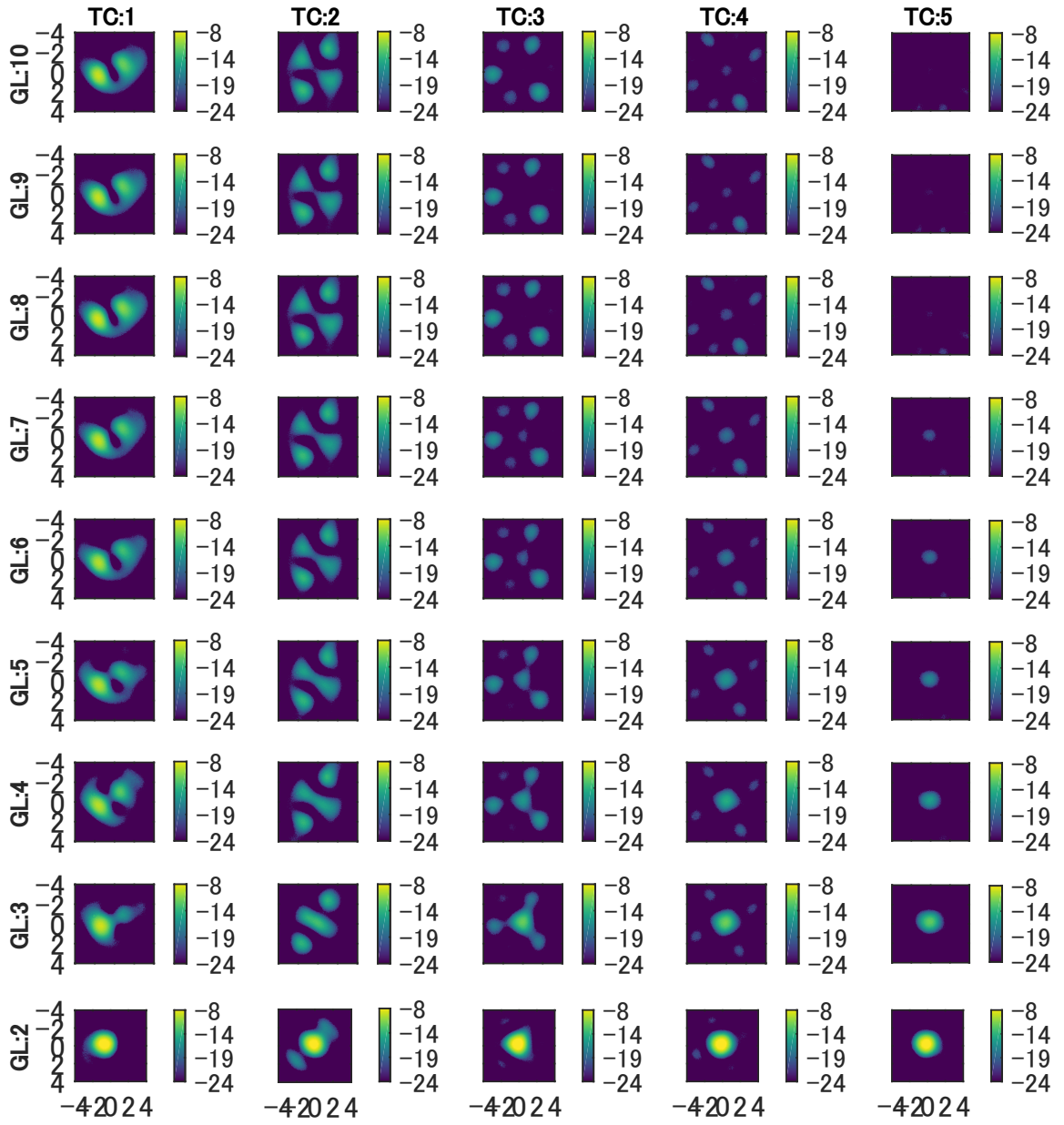


Figura 5.29: Intensidades de los planos de la PSF con el LC2002: $TC \leq 5, GL \leq 10$.

Por consiguiente la distribución de intensidad remanente mantiene una porción representativa de la estructura interna de Lyot que no logra filtrarse en estas cargas medias, puesto que propiamente esta energía se filtraría en mayor proporción con $TC = 10$, siendo este caso donde se evidencia que se pierde parte de esta **estructura de la vorticidad**. Sin embargo manteniendo la misma escala energética para la referencia, se genera el efecto de una extinción con estas cargas medias y altas. Siguiendo este comportamiento, se puede encontrar que $TC = 5$ alcanza un valor no detectable en la región central con el aumento del nivel de gris, pero posee una fracción de luz en la parte exter-

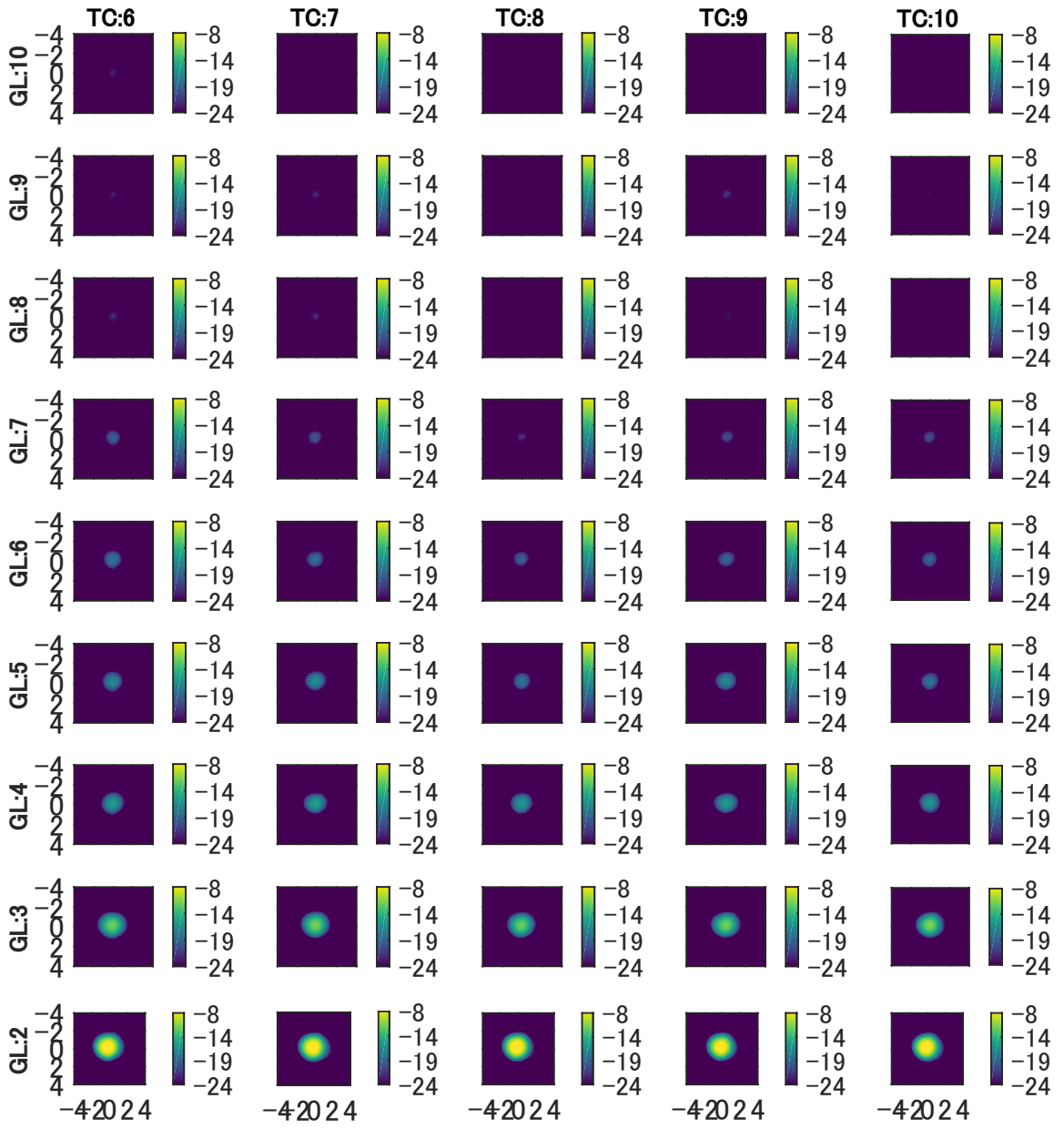
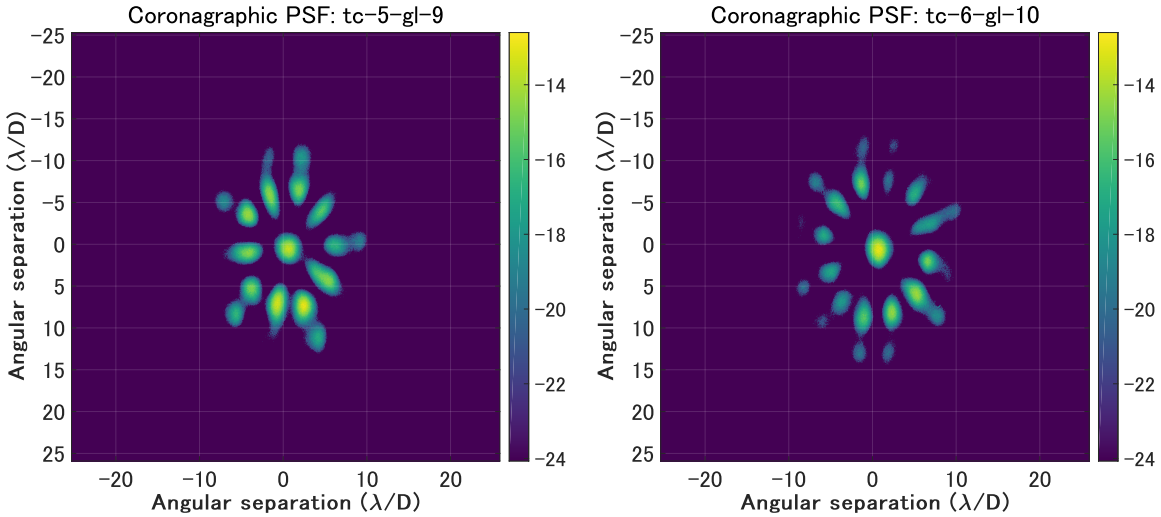


Figura 5.30: Intensidades de los planos de la PSF con el LC2002: $TC \geq 6, GL \leq 10$.

na del eje.

Evaluando las cargas de $TC \geq 6$ se puede encontrar que la luz remanente detectada se encuentra en el centro. Todas las distribuciones de estas PSFs tienen una estructura discreta del vórtice, pero debido a la energía axial que no circula en Lyot, hay una acumulación específica en la región axial que supera el umbral de la distribución tipo vórtice. En este caso, esto es consecuencia de la limitación de la definición de la fase, y que se hace más evidente en bajos niveles de gris, como en $GL \leq 7$.

En comparación con $TC = 5$, $TC = 7$ presenta una extinción no detectable en toda la región del espacio, como en casos específicos de $TC = 8,9,10$ para diferentes niveles de gris. Esto indica que para el diámetro de Lyot ajustado, se logra reducir el umbral energético que se puede transferir. En este caso no se presenta el efecto de la energía remanente por la separación de las cargas, debido a que las cargas no tienen una distancia muy alejada del punto axial, por lo que se mantiene el balance de separación y circulación, en comparación a los resultados del PLUTO con $TC = 10$.



(a) PSF con $TC = 5$, $GL = 9$.

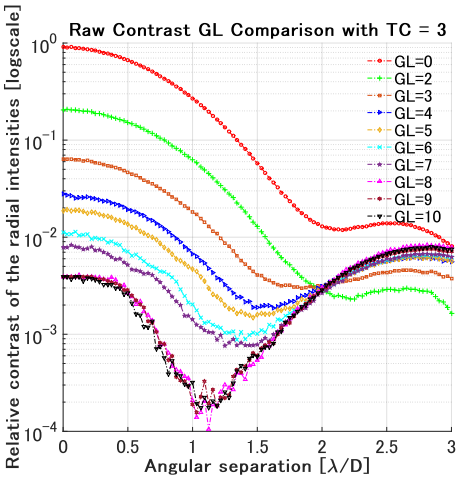
(b) PSF con $TC = 6$, $GL = 10$.

Figura 5.31: Observación de la energía remanente de $TC = 5$ y $TC = 6$.

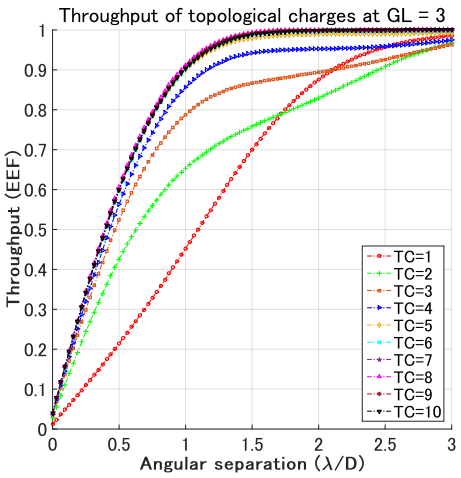
Con una modulación limitada como la que se tiene con el LC2002, es un factor de mayor peso el tipo de nivel de gris y la fase asociada, que directamente el tipo de carga topológica, en la determinación de la extinción energética. Para cuantificar estas observaciones se procede con el análisis de perfiles y EEF, cuyos resultados se presentan en las figuras 5.32 y 5.33.

En términos generales los resultados asemejan un poco a las características vistas con el PLUTO en las figuras 5.11 y 5.12, donde se observa la transición de las intensidades entre la estructura detectable del vórtice a la concentración axial. En términos de la escala energética, hasta $TC < 5$ se alcanzan niveles entre 10^{-1} a 10^{-2} en el punto axial, siendo este punto el máximo energético de todas las distribuciones. Para $1\lambda/D$ se obtienen valores con la escala de 10^{-3}. A partir de $TC \geq 5$, se logra mejorar 10^{-1} en relación a estos puntos, alcanzando hasta 10^{-4} para $1\lambda/D$.

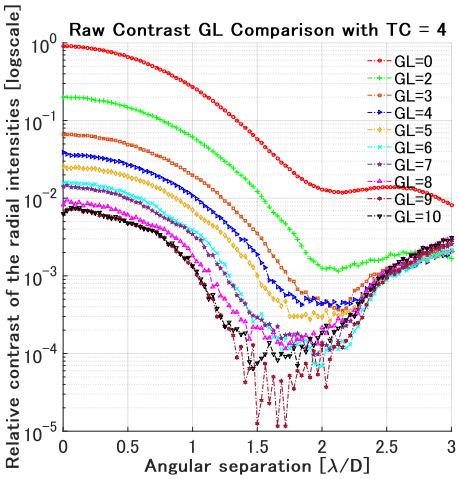
En relación a la concentración energética, las cargas altas presentan un EEF cercano al 95% para $1\lambda/D$, indicando que la energía de fuga se centra en esta región. Las cargas bajas presentan un EEF lento, donde no se alcanza la totalidad de la energía incluso hasta $3\lambda/D$, indicando que una amplía distribución energética en el espacio, como se aprecia en los mosaicos. Como se había mencionado previamente, con el aumento



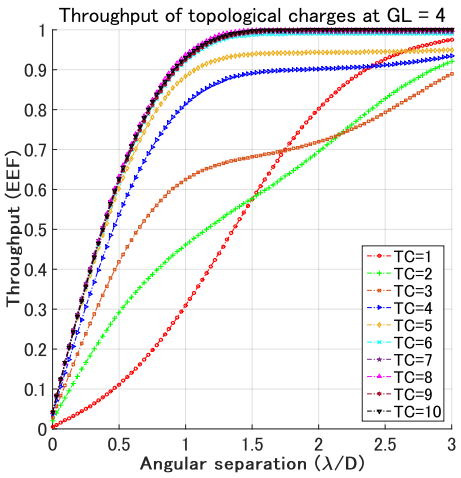
(a) Comparación de intensidades con $TC = 3$.



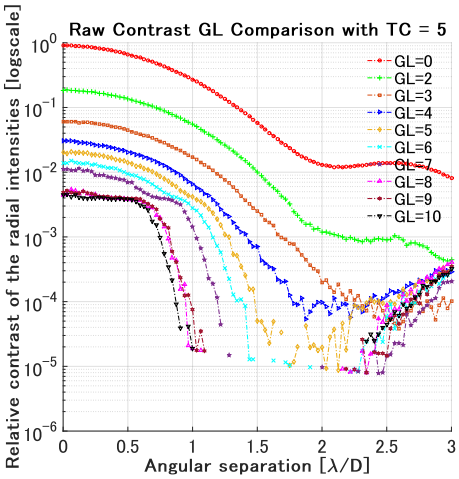
(b) *Throughput* con $GL = 3$.



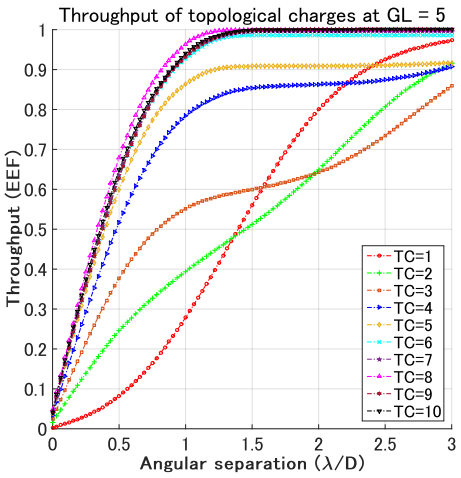
(c) Comparación de intensidades con $TC = 4$.



(d) *Throughput* con $GL = 4$.

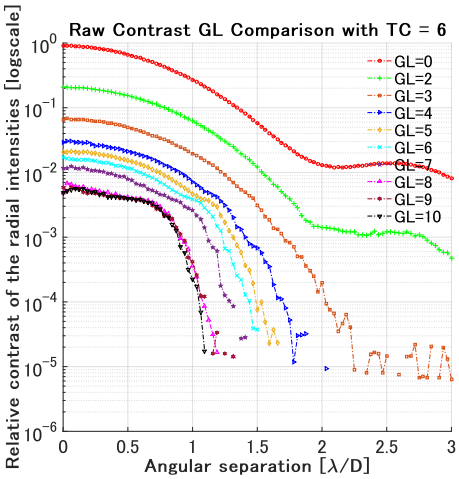


(e) Comparación de intensidades con $TC = 5$.

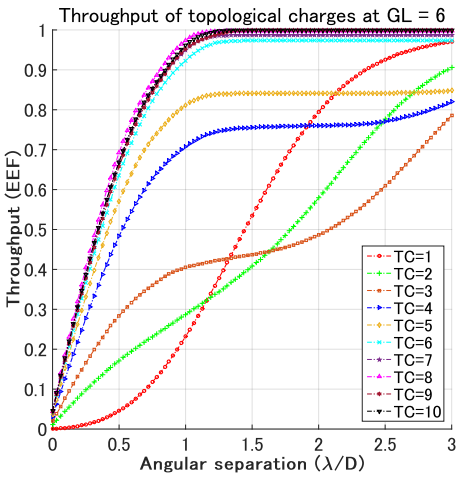


(f) *Throughput* con $GL = 5$.

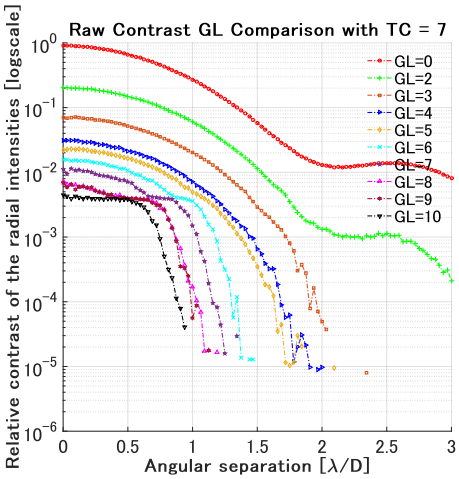
Figura 5.32: Análisis de intensidad y EEF de punto focal con el LC2002 - I.



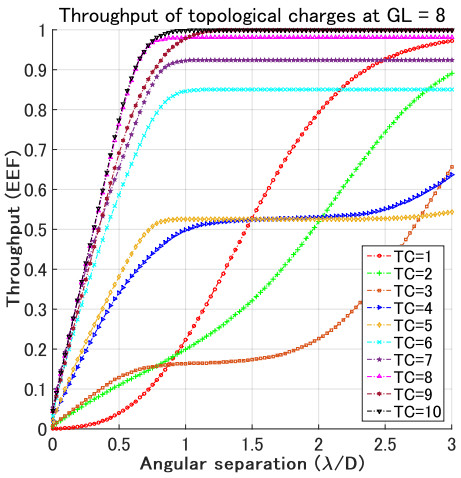
(a) Comparación de intensidades con $TC = 6$.



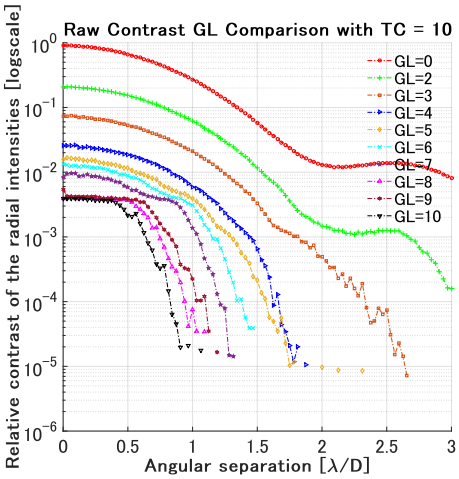
(b) *Throughput* con $GL = 6$.



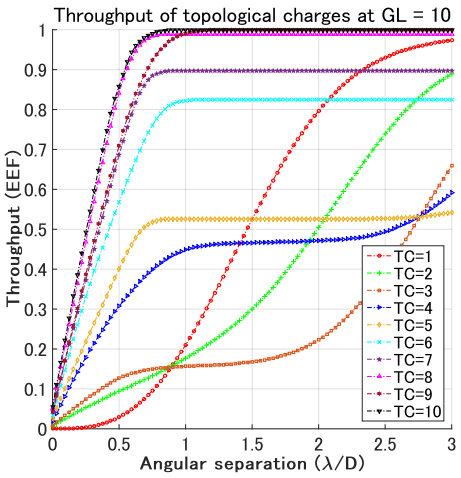
(c) Comparación de intensidades con $TC = 7$.



(d) *Throughput* con $GL = 8$.



(e) Comparación de intensidades con $TC = 10$.



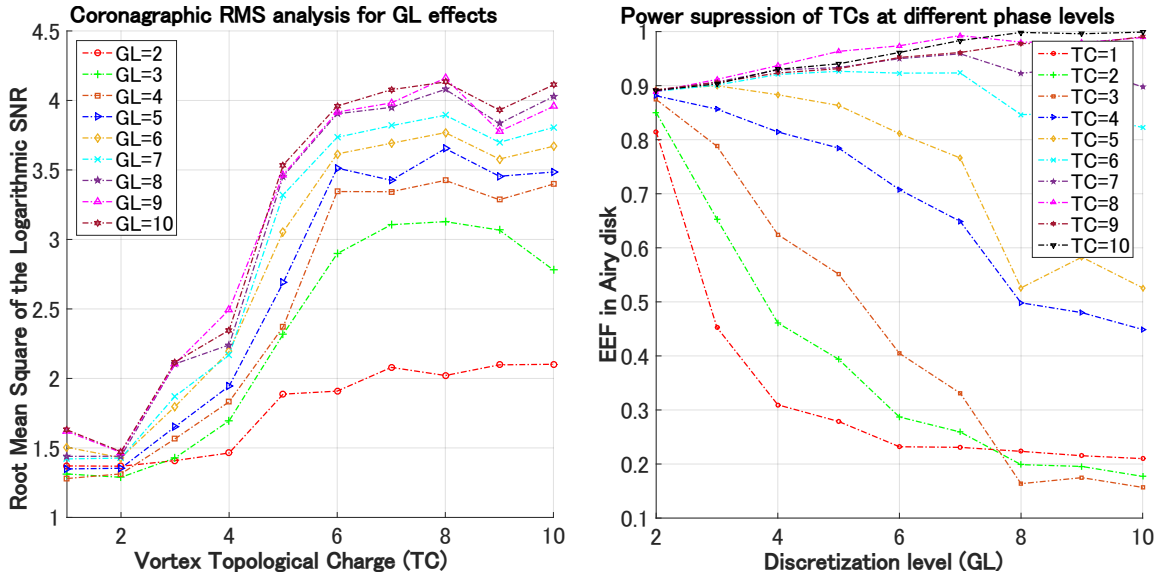
(f) *Throughput* con $GL = 10$.

Figura 5.33: Análisis de intensidad y EEF de punto focal con el LC2002 - II.

del nivel de gris, mejora el desempeño energético y el encapsulamiento residual del eje. La similitud de las propiedades en la estructura con el $PLUTO$, indican que las características de la función de iluminación se mantienen entre ambas tecnologías de moduladores, tras ajustarse la proporción de β. En general y con el análisis en promedio radial, la mayor diferencia corresponde a la magnitud de la extinción acorde a la capacidad de representación de la singularidad con los valores de fase por nivel.

Bajo esta idea, es posible tener niveles similares de extinción con este tipo de modulación *Twisted Nematic* al utilizar la longitud de onda de mejor respuesta en el 532 nm. Acorde las características evaluadas no sería necesario una modulación lineal completa a 2π para tener un rendimiento óptimo, sino una combinación entre un momento angular orbital suficiente para llevar la energía a la distancia radial de extinción para un β específico, y al menos 24 niveles de gris para mitigar los efectos discretos y de borde. Esto sin embargo, para el caso donde no se define una transición de Lyot abrupta con una iluminación con bordes suaves.

Continuando el análisis, para establecer finalmente la configuración de mejor desempeño, en la figura 5.34 se presenta las gráficas de mérito.



(a) Razón de atenuación acorde TC.

(b) Fracción energética acorde GL.

Figura 5.34: Curvas del rendimiento del LC2002 en la PSF con bajos niveles de gris.

La curva que describe en el LogRMS corresponde a un tipo sigmoide donde se observa un tipo de desaceleración y eventual saturación en la razón de atenuación entre las cargas topológicas. El efecto se puede atribuir por la distancia radial en donde se acumulan los máximos de intensidad para su truncamiento es similar entre las cargas altas, por lo que se truncan de forma similar, levemente mejor a mayor TC. Esta característica se puede ver en el plano de Lyot en las gráficas en 5.26, lo que generaría que en la región $1\lambda/D$ se tengan atenuaciones similares en escala, como se observa en la figura 5.33. Pese a lo anterior, es posible encontrar comportamientos más diferenciales entre estas

configuraciones, pero debido a la escala de integración del detector para esta prueba no se registró esta información detallada.

Acorde el orden de las curvas, se observa el comportamiento ascendente con el **incremento del nivel de gris**, donde se es notable el efecto del nivel de gris en la contribución de extinción en los sistemas limitados en la modulación de fase. Sin embargo, se observa que el cambio más representativo está entre $GL = 2$ a $GL = 3$, pero, cuando comienza a aumentar el GL se reduce también el umbral de separación con el próximo nivel de gris, indicando que los siguientes niveles empiezan a no contribuir significativamente a la extinción en la respuesta efectiva. Esto se nota de forma particular con los niveles $GL = [8, 9, 10]$ cuyas curvas tienen la mínima separación y comienzan a tener una misma tendencia.

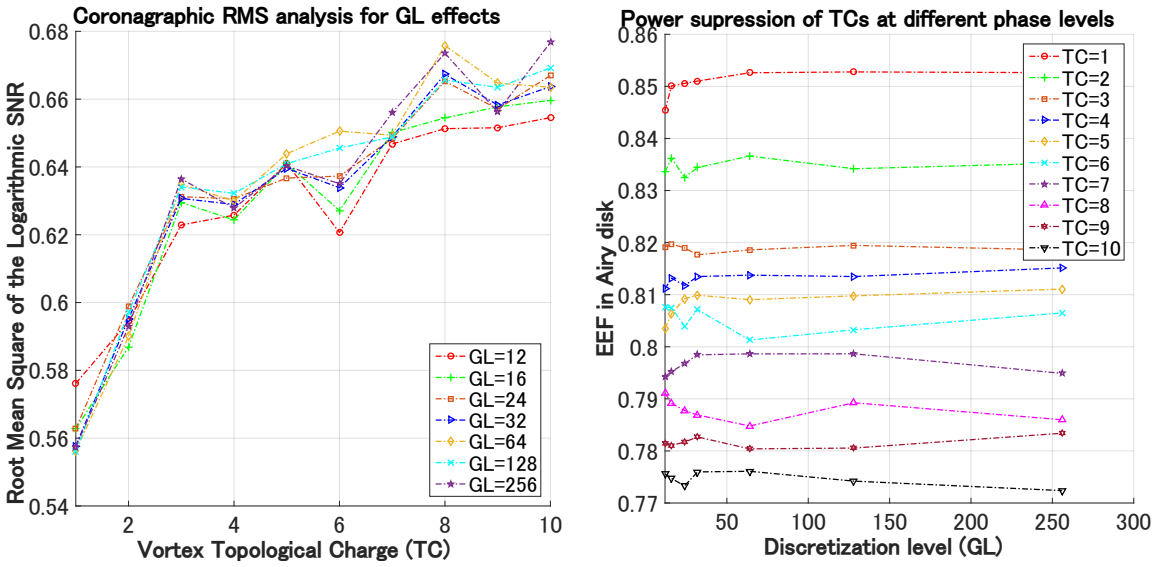
En el caso de la concentración de la fracción energética, se hace la distinción de los tres grupos vistos también en el PLUTO. Las configuraciones que producen una concentración tipo toroidal genera una distribución que se expande hasta más de $3\lambda/D$, entonces en la parte interna de $1\lambda/D$ hay una menor concentración por la singularidad cercana a la región axial. Las cargas $TC = 4,5$ poseen una leve intensidad en la parte externa reduciendo la fracción interna. Las cargas $TC \geq 6$ concentran rápidamente la energía, porque la intensidad remanente es pequeña y se mantiene en el centro. Por consiguiente las cargas que describe una rápida concentración mayor al 95 % indican que quedó muy poca intensidad residual detectable y quedó en la región axial, en particular para las cargas $TC = 9, 10$.

Conforme al análisis previo, se puede establecer que la configuración de mejor desempeño corresponde a $TC = 10$ con $GL = 10$. Esto como consecuencia de la limitada capacidad de modulación, donde se hace necesario tener el filtro de mayor efecto con todos los niveles posibles para establecer una circulación suficiente de la energía, para permitir el truncamiento de los máximos de intensidad en región de corte. Asimismo, con la mejora de la simetría azimutal que se logra con $TC = 10$, se produce un mejor comportamiento azimutal de la energía interna en Lyot, generando una menor concentración para $a < 1$ y proyectando menos luz en el plano focal.

A pesar de esto, la concentración remanente se ubicará en el centro del campo con una escala de -24dB, cuyo valor es el punto óptimo de este conjunto de filtros. Si el umbral del cuerpo secundario se mantiene oculto por esta energía, entonces se requiere mejorar la modulación de fase. Sin embargo, este desempeño es válido por la **razón de aperturas** $\beta = 0.65$ que posibilita remover los máximos que fueron desplazados a partir de la distancia radial de 0.6 en Lyot, lo cual indica que requiere aumentarse la definición de fase para mejorar la circulación de luz en este plano. Fracciones mayores de β generarían una mayor fuga con las condiciones actuales de modulación.

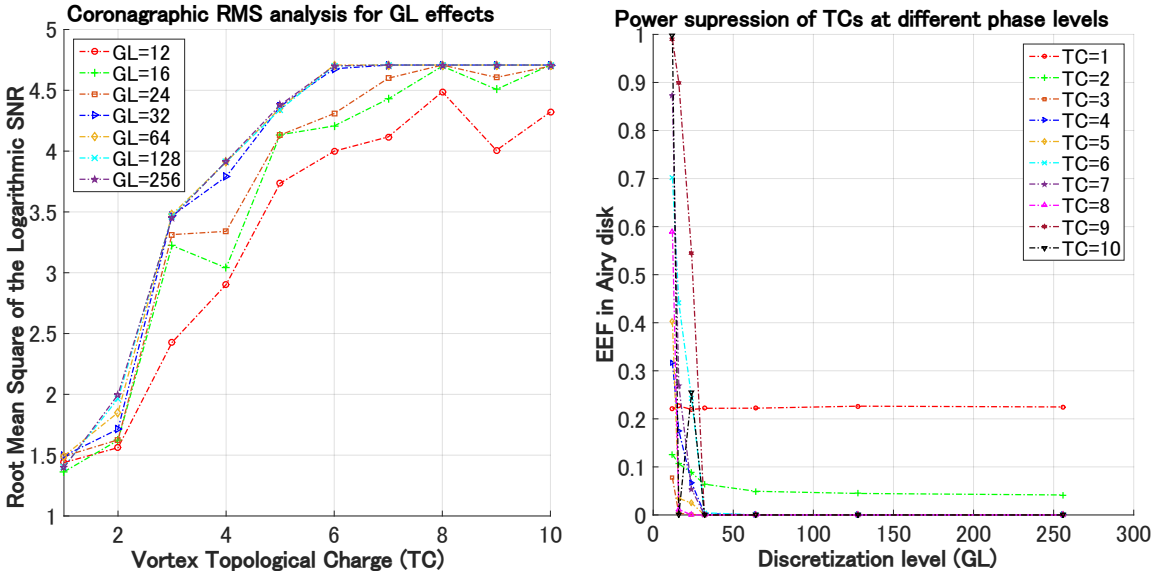
Para finalizar el estudio se presentan los resultados de mérito de Lyot y la PSF para el grupo de los **altos niveles de gris**. Debido a que las contribuciones para el resto de niveles no es notable visualmente en los mosaicos, se presenta el comportamiento efectivo de mérito de las configuraciones. En este se aprecia la escala pequeña de variación que este parámetro induce, como se observa para el caso de Lyot en la figura

5.35.



(a) Razón de atenuación acorde TC. (b) Fracción energética acorde GL.

Figura 5.35: Curvas del rendimiento del LC2002 en Lyot con altos niveles de gris.



(a) Razón de atenuación acorde TC. (b) Fracción energética acorde GL.

Figura 5.36: Curvas del rendimiento del LC2002 en la PSF con altos niveles de gris.

En el campo de Lyot, se observa una tendencia similar al grupo menor con un comportamiento creciente, donde los parámetros máximos presentan el mejor desempeño como consecuencias de las condiciones de modulación. No obstante, es notable que ya no hay una distinción considerable entre los diferentes niveles de gris, los cuales mantiene en

general variaciones menores donde $GL = 12$ tiene la mayor desviación del grupo de curvas. Esto es indicativo que las transiciones de fase con estos niveles son constantes y no atribuyen a la circulación de energía. No obstante, en relación al grupo menor, se encuentra que hay mejor circulación energética en la región central.

Respecto al encapsulamiento energético, se presenta variaciones menores o iguales al 1 % para la distancia radial de $1 = a/\rho$ entre los diferentes niveles de gris. Dentro del comportamiento de las curvas se encuentra una similitud, solo en forma, de la pequeña concentración energética con $GL = 24$ para diferentes cargas, como se observó con el PLUTO en la gráfica previa 5.16b. En forma general, mejoró levemente los porcentajes de concentración en relación al grupo menor, donde se mantiene la tendencia establecida con $GL = 10$, vista anteriormente en la gráfica 5.27b, pero para efectos prácticos es constante la alta tasa energética que se tiene a la distancia de $1 = a/\rho$ para los diferentes niveles de gris, por lo que se mantiene el ajuste de β con este modulador.

En la figura 5.36 se presenta la razón efectiva de extinción logarítmica, LogRMS, visto desde la perspectiva la PSF, junto con el EEF respectivo. Para la extinción se mantienen propiedades similares vistas en el grupo menor (gráfica 5.34a), pero donde ahora se hace notable la saturación del detector donde no se registra intensidad residual a partir de $TC \geq 6$ con los niveles mayores de $GL \geq 32$. Pese a que se puede pensar que $TC = 6$ con $GL = 32$ tiene el mismo rendimiento que $TC = 10$, esto es una consecuencia de la escala de integración fotométrica del detector en la PSF, pero referido al comportamiento en Lyot es claro que $TC = 10$ produce el mejor desempeño por la circulación que induce.

Con el comportamiento de estas curvas se puede establecer que con $GL = 32$ se genera un punto de no variación efectiva entre niveles de gris, a partir de $TC \geq 5$, por lo que se puede establecer como un punto óptimo de valores necesarios para representar el filtro de fase. En relación al grupo menor, se ha superado la escala de 4.5, indicando que se tiene un mejor desempeño que con $GL = 10$.

En términos del EEF con la gráfica 5.36 no se registra una concentración energética para la mayoría de las cargas por la no detección de intensidad a partir de $GL = 32$. En el efecto que describe, se encuentra que hay una reducción de la fracción energética con el aumento de TC hasta que no se registra energía a la distancia de $1\lambda/D$. El pico que ocurre con $GL = 24$ es indicativo que en la mayoría de las cargas se produjo únicamente una concentración residual en la región axial que equivale al 100 %, por lo ya se ha acumulado la totalidad de la energía. Este es un factor indicativo del grado de atenuación detectable que se produce. A partir de este nivel de gris, el detector no registra una fracción energética generando la línea plana en 0 % para el resto de niveles.

Por consiguiente, y en relación a la información evaluada, se puede establecer que la configuración de mejor desempeño para el sistema LC2002 tras el ajuste de β, corresponde a $TC = 10$ con $GL = 32$. Las condiciones limitadas de modulación reducen la distancia radial a donde se pude desplazar los máximos de intensidad para truncarse, por lo que es necesario las condiciones máximas de mayor efecto para lograr la mayor distancia. No obstante, no se hace necesario la totalidad de la profundidad de píxeles, puesto que las contribuciones de la mayoría de píxeles no son significativas por las

condiciones de respuesta en la longitud de onda utilizada de 632.8 nm.

En general este sistema de modulación puede utilizarse para la técnica adaptativa de vórtices ópticos interpretando la máxima circulación energética en Lyot, para establecer el diámetro de corte suficiente para reducir el *throughput* estelar. No obstante, se hace necesario mejorar la representación de la fase con mejor una respuesta de fase para reducir el orden radial mínimo que se requiere para llevar la energía a la posición de truncamiento. Adicionalmente, pese a tener una modulación acoplada en amplitud la mayor limitante de esta tecnología *Twisted Nematic* es alcanzar y controlar los valores de fase para determinar los rangos truncamiento con la apertura de Lyot. Sin embargo, cuando se utilice para analizar el cuerpo secundario, es necesario evaluar la respuesta de amplitud para establecer el porcentaje efectivo de atenuación de amplitud por nivel de gris que induce con el modulador, para controlar una sobre-atenuación de la información del cuerpo de interés.

Para finalizar la sección, como referencia del experimento se presenta la tabla de orientaciones de los componentes polarimétricos en generación y análisis de estados en la tabla 5.1. Los ángulos son referidos con la componente horizontal en 0° en sentido antihorario.

	Componente	**Ang [deg]**
PSG		
	$\lambda/2$	+45
	Polarizador	+90
PSA		
	$\lambda/4$	+202
	Polarizador	+345

Tabla 5.1: Configuración para el LC2002 para la modulación con $\lambda = 632.8$ nm.

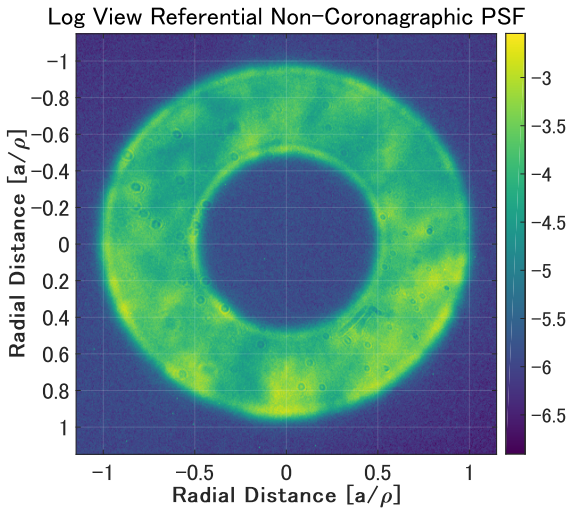
En contraste a los resultados analizados en este capítulo, se establecieron los filtros de mejor respuesta $TC = 5$ en $GL = 24$ y $TC = 10$ en $GL = 32$, respectivamente para los sistemas de modulación del PLUTO y el LC2002. En la siguiente sección entonces, se discute el resultado de atenuación que se obtiene con el conjunto telescópico con el filtro establecido para el PLUTO.

5.3 Extinción de luz del telescopio

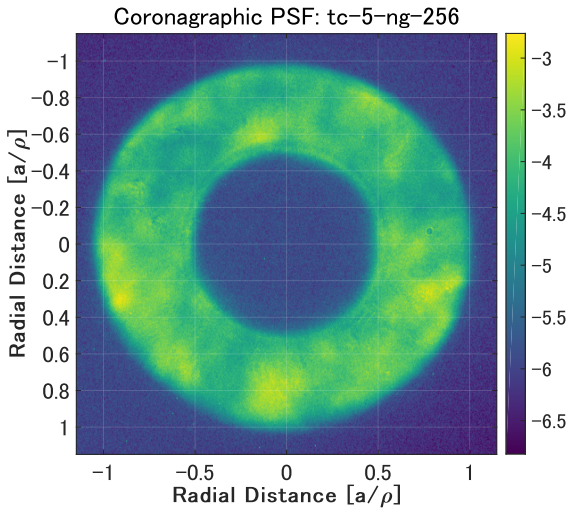
La prueba final utiliza el sistema diseñado y presentado en la parte I del trabajo en la sección 2.4. Este análisis establece el uso de un campo de iluminación que simula el comportamiento puntual y multiespectral de una estrella utilizando una fuente de banda ancha. El objetivo es poner a prueba la escogencia del filtro focal con los análisis

previos del PLUTO, y observar los efectos de atenuación entre la señal de referencia con la señal filtrada, de esta forma corroborar los resultados, con una aplicación que se aproxima más al campo de acción coronográfico.

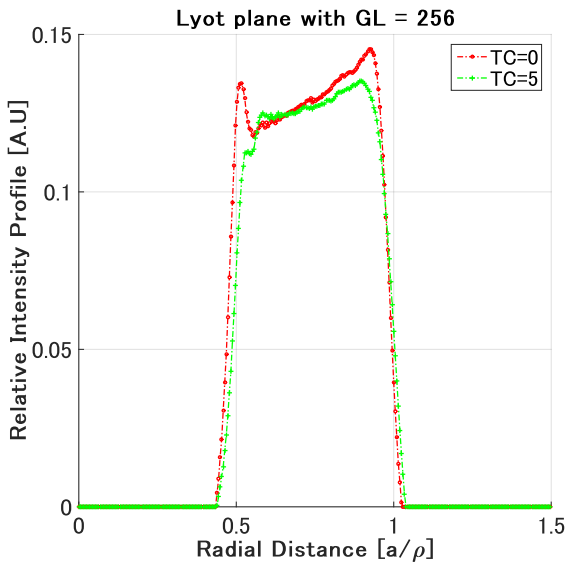
Bajo las mismas condiciones descritas, una fuente halógenea de 1 mm de diámetro es proyectada a 18 m del telescopio. La luz recogida, es enviada al procesador coronográfico en el brazo del PLUTO, donde se configura con el filtro de mejor respuesta. La intensidad se registra con la cámara GRASSHOPPER3 GS3-U3-91S6M MP-MONO USB3.0 con una profundidad de bits de 16, para incrementar la sensibilidad fotométrica del registro. Los resultados en Lyot y la PSF, respectivamente se presentan las figuras 5.37 y 5.38.



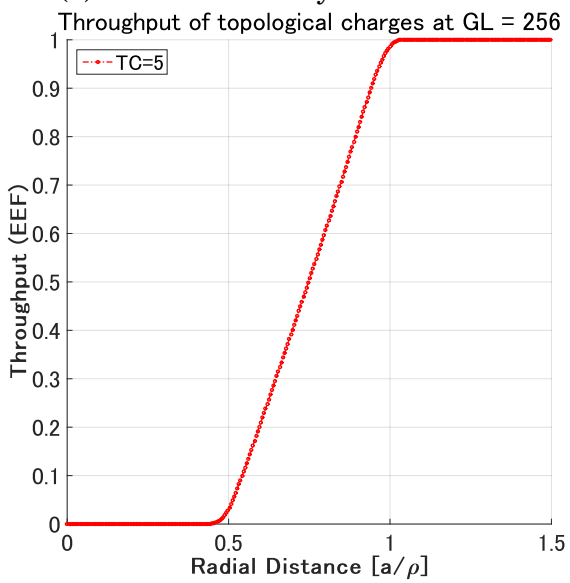
(a) Distribución de Lyot sin filtrar.



(b) Distribución de Lyot con el filtro.

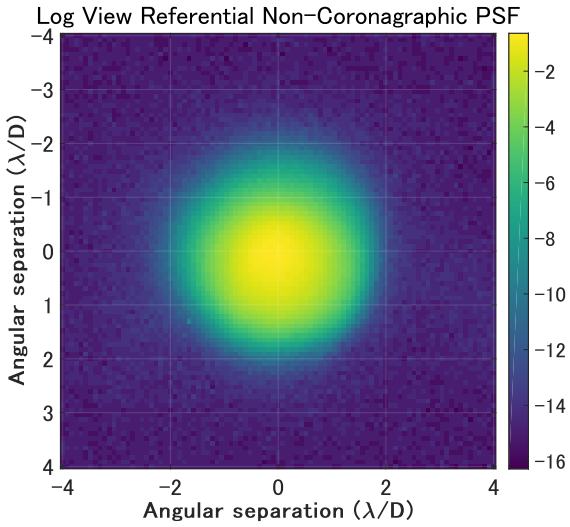


(c) Comparación del perfil radial de energía.

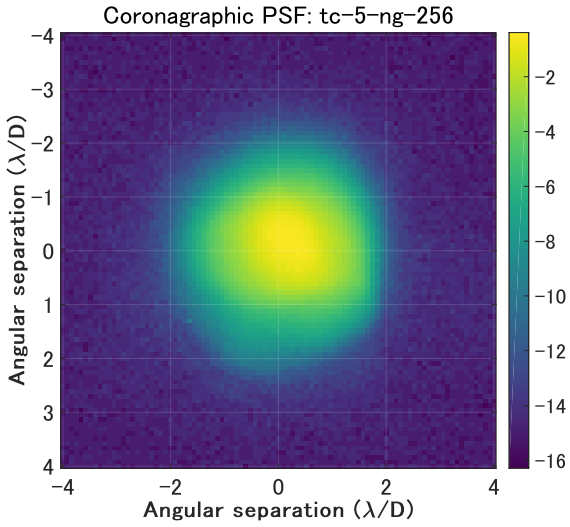


(d) Fracción energética radial.

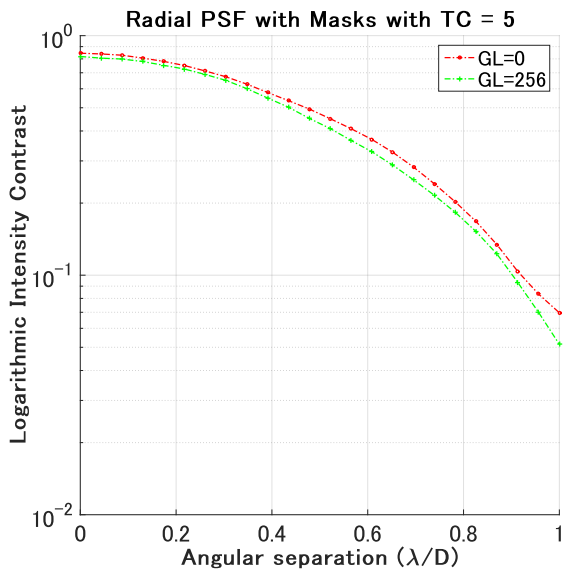
Figura 5.37: Distribuciones de intensidad en el plano de Lyot con el telescopio.



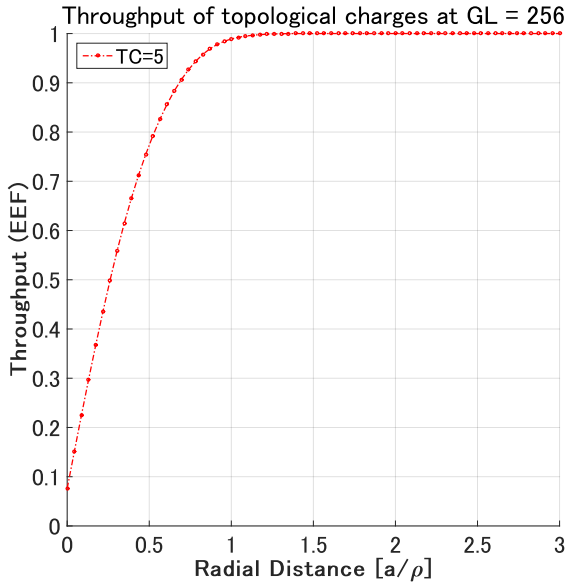
(a) Distribución focal sin filtrar.



(b) Distribución focal filtrada



(c) Comparación de la escala energética.



(d) Fracción energía encapsulada.

Figura 5.38: Distribuciones de intensidad en el plano de la PSF con el telescopio.

La imagen del telescopio es demagnificada con el conjunto de lentes para tener una apertura de entrada colimada y en conjugada infinita de Ø = 6 mm que incide en el coronógrafo. La apertura de truncamiento se ajusta a 5 mm para tener una fracción de aperturas de $\beta \approx 0.83$. El ruido de fondo por la sensibilidad del detector es compensando al sustraer el valor medio de cada registro.

El comportamiento descrito en el campo de Lyot sin filtrar (figura 5.37a) representa una imagen de la pupila de salida del telescopio, en el que se describe el campo de iluminación incidente de la fuente distante junto con el oscurecimiento central que

induce el espejo secundario. La forma concéntrica de la región obscurecida indica que el campo de iluminación está entrando aproximadamente en el eje del telescopio. Con la proyección del filtro en el plano focal se registra la distribución de Lyot generada, vista en la figura 5.37b. No obstante la intensidad que se describe no produce una distribución de corte de intensidad sino una versión suavizada en los bordes de la distribución, como se observa en la comparación del gráfico 5.37c. Al no presentarse una circulación energética o perfil de corte en la intensidad en Lyot, el *throughput* presente en la gráfica 5.37d, describe una total concentración energética en la región de $1 = a/\rho$ por lo que puede esperarse que se transfiera toda la energía hacia la PSF con $\beta = 1$.

Desplazando la máscara afuera del eje para ver su efecto en la región iluminada, solo se aprecia una pequeña circulación de energía en donde se encuentra la dislocación, donde logra desplazar localmente la intensidad, pero no en la totalidad del campo como se describe en la figura 5.39.

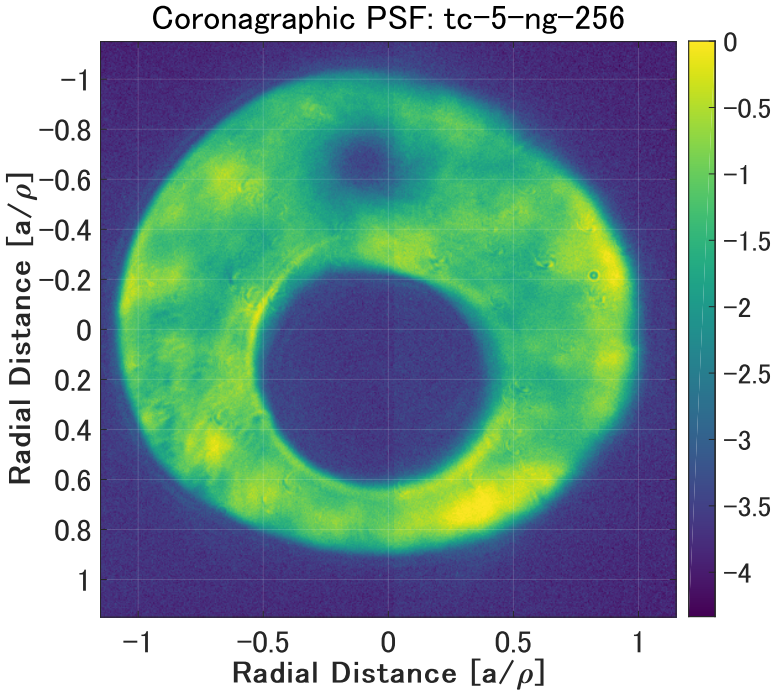


Figura 5.39: Distribución de Lyot experimental en luz incoherente con filtro no en eje.

Tras evaluar las condiciones de modulación con una fuente coherente y verificando el estado de polarización de esta entrada de luz de este brazo, se corroboró que el sistema proyecta y modula correctamente la fase, por lo que se considera el posible efecto de la respuesta incoherente del sistema y su interacción en la convolución con el filtro, puesto que al evaluar en condiciones similares desde el modelo coherente, se presenta efectivamente una circulación, como se describe en la figura 5.40.

En esta se describe que en cada punto de discontinuidad en la iluminación se genera la alta concentración energética con el perfil de corte, lo que posibilita que el máximo en el

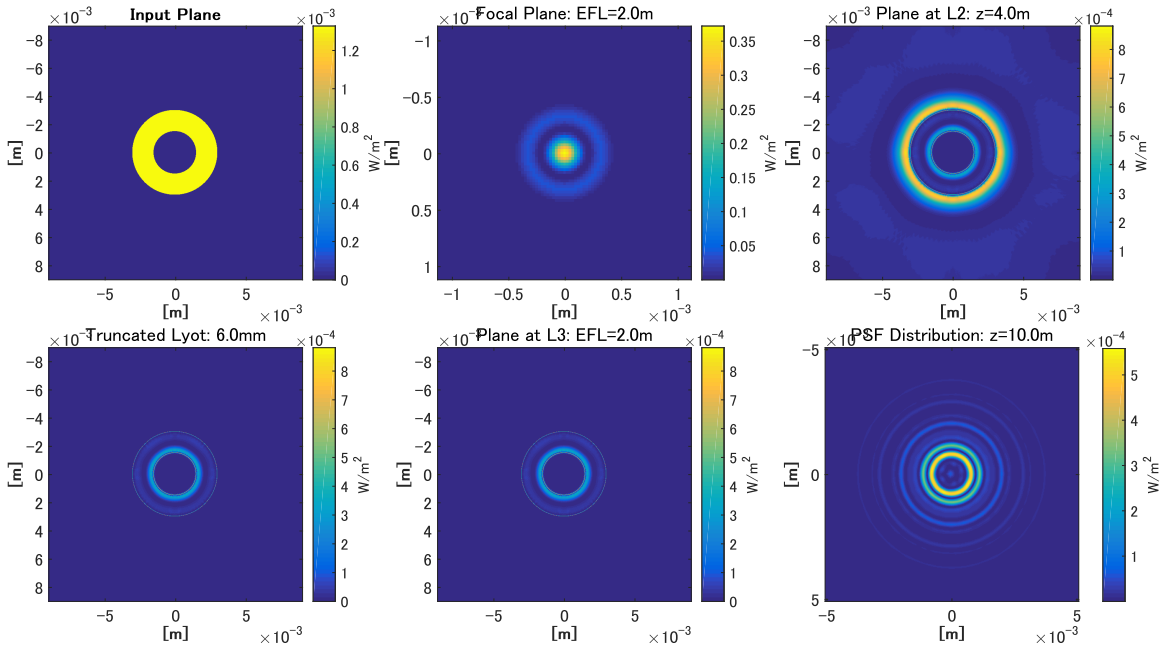


Figura 5.40: Intensidades simuladas con una iluminación coherente y obstruida.

anillo externo pueda truncarse con la apertura de Lyot. Una observación adicional es que al anillo interno describe un máximo secundario que no puede truncarse con $\beta = 1$ en la simulación, por lo que transfiere una mayor cantidad de energía a la PSF, lo cual indica que en presencia de una obstrucción de campo como en el telescopio, hay una mayor energía de fuga, en relación a una iluminación uniforme.

Los efectos de la coherencia en el comportamiento de la convolución actualmente siguen en estudio para establecer las causas del efecto observado con la luz incoherente. Con este tipo de iluminación no se presenta un contraste demarcado en los bordes, los cuales son típicos en una función de transferencia coherente, sino una respuesta suave en las altas frecuencias en el régimen incoherente, lo que podría afectar las propiedades en el plano focal. Por consiguiente, esto puede afectar la representación de las discontinuidades de la iluminación, y en la estructura de la dislocación de fase que transfiere con el filtro, dando como resultado una singularidad reducida que actúa localmente sin transición abrupta de energía.

Para finalizar con los actuales resultados del trabajo y el documento en desarrollo, en el capítulo próximo se presentan las conclusiones de esta investigación.

CAPÍTULO 6

CONCLUSIONES DEL TRABAJO

Objetivo del Capítulo

- Remarcar los resultados de la investigación.

Concepto Clave

- **Evaluación**

Con la consecución de las diferentes etapas del trabajo se ha logrado un punto satisfactorio en la investigación, en el que se ha generado una mejor comprensión de los procesos coronográficos y la determinación cuantitativa de las configuraciones de mejor desempeño bajo particulares condiciones de la apertura de entrada.

En cumplimiento de las metas propuestas para éste trabajo, se ha logrado un desarrollo instrumental prototipo con diferentes tecnologías de modulación que permite el estudio de las condiciones coronográficas en sus planos más relevantes, se ha planteado una metodología de análisis cuantitativo de intensidades, y se ha generado herramientas computacionales de acceso público para futuras investigaciones en este campo.

Desde la parte científica se ha identificado un comportamiento de las singularidades de fase con su interacción en el plano focal, según las condiciones de iluminación, en el que se produce una separación de las cargas topológicas de la región axial y comienza a perderse la estructura de fase helicoidal entre más uniforme se comporte el campo de iluminación en el caso de las cargas topológicas pares.

Este comportamiento establece una gran dependencia en el orden azimutal y la apodización de la iluminación incidente, no solo para la determinación de la estructura del campo de Lyot, sino en la repercusión de la fracción energética que no puede truncarse en la apertura de Lyot y que incrementa el *throughput* estelar. Este fenómeno no suele presentarse de forma usual en la coronografía astronómica debido a que se utilizan sistemas de óptica adaptativa para obtener una distribución uniforme y con una menor incidencia en el frente de onda. Cuando las condiciones de uniformidad comienzan a distarse la unidad coronográfica cambia su configuración óptima de extinción, reduciendo la escala máxima de atenuación que se puede alcanzar.

Conforme a las diferentes observaciones en las etapas del trabajo, a continuación se discuten las conclusiones particulares de los comportamientos identificados.

- El LC2002 no se recomienda utilizarse con una relación de apertura $\beta > 0.7$ debido a las condiciones actuales de modulación que reducen la distancia radial de la energía

desplazada, donde se hace necesario incrementar la representación de la estructura de fase para posibilitar una mayor circulación energética al punto de truncamiento de la apertura de Lyot.

- El estudio de las características de Lyot posibilitó un entendimiento mejor del proceso de convolución y truncamiento de una forma más efectiva de como se presenta usualmente a partir del registro de plano focal. En conjunto con ambas información se logra cerciorarse y evaluar el panorama conjunto del coronógrafo para la escogencia adecuada de los filtros.

- El filtro de mejor respuesta bajo condiciones de iluminación no uniforme, acorde la simulación con un campo gaussiano truncado y el análisis experimental, es TC=5, el cual alcanza hasta una escala de 10^{-5} de la cantidad de energía que llega a la PSF para una separación angular de $1\lambda/D$. No obstante, cuando la iluminación es uniforme, y se producen mayores oscilaciones en el punto focal, a partir de lo visto en la simulación de apertura circular, el filtro $TC = 2$ tiene mejor respuesta y es congruente conforme a lo descrito en el modelo analítico con las cargas pares.

- El modelo analítico predice un mejor rendimiento en las cargas pares y está comportamiento fue corroborado a nivel de simulación de entrada circular. No obstante, con la simulación gaussiana se observó que entre más apodización se tenga y la iluminación tienda a tener bordes más suaves su rendimiento cambia. Bajo esta condición se evidencia una reducción de la eficiencia coronográfica para las cargas $TC = 1,2,3,4$, con la reducción del ancho gaussiano en la iluminación.

- La carga superior de menor desempeño corresponde a $TC = 8$, observada tanto en el experimento como en las diferentes simulaciones con una modulación lineal, debido al espaciamiento radial en Lyot y la generación de una distribución de Airy con mayor concentración en la región axial. En el grupo menor con $TC = 1$ se obtiene el menor desempeño global debido al bajo momento angular orbital que no permite el desplazamiento energético concentrado a la distancia de truncamiento del sistema. Asimismo en el caso uniforme con esta carga, no se genera un perfil de corte sino una concentración simétrica con eje de espejo a la distancia radial de $1 = a/\rho$, donde aproximadamente del 60 % de la energía se transfiere a la PSF.

- La carga $TC = 2$ presenta el mejor comportamiento de extinción, mientras se satisfacen las condiciones de calidad óptica al límite de difracción con una iluminación uniforme o con leve apdozización. Cuando estas condiciones no se satisfacen, su rendimiento es altamente sensible y decae fuertemente su rendimiento.

- El diseño de este sistema coronográfico posibilita la integración de diferentes campos de iluminación con la menor variación instrumental, para la evaluación y estudio de las condiciones de filtrado en una misma configuración experimental, que permite entender los resultados de la convolución en diferentes condiciones de filtrado.

- El sistema de coronografía adaptativa de vórtices ópticos, es una técnica que tiene un gran potencial en la actividad coronográfica. Pese a tener limitaciones por la dispersión de la luz, y el control de la fase en un ancho de banda amplio, la técnica permite un control instrumental dinámico que posibilita realizar diferentes evaluaciones de las características de iluminación, que pueden ajustarse a los requerimientos coronográficos para la investigación exoplanetaria. Con el aumento de la densidad de píxeles y en conjunto a la óptica adaptativa se pueden lograr extinciones mucho mayores a las vistas en el experimento.

- Los efectos de apertura con apodización gaussiana y el ancho de la fuente afecta considerable la estructura del campo de Lyot, afectando la capacidad de truncamiento, por el efecto en las cargas por la separación y pérdida de la estructura helicoidal. Es necesario evaluar para cada caso la estructura del campo de entrada para la determinación de las condiciones óptimas de filtrado, debido a que los filtros no pueden extrapolarse a otras condiciones ya que son dependiente del ancho y forma de la intensidad. y en general las cargas menores son más afectadas por estos cambios.

- Las transiciones suaves de intensidad en el campo de entrada posibilitan una mayor fuga energética a la PSF, por la no definición de un perfil abrupto vertical, y el amplio ancho del escalón energético de los máximos que no logran posicionarse en una sola distancia radial en el plano de Lyot.

- Entre más suave sea la función pero con un menor ancho, las cargas topológicas poseen una menor separación axial en el campo de Lyot. En el caso contrario, de una función ancha y suave, las cargas se separan con mayor facilidad. Este perfil en estos casos, dependerá directamente de la magnitud del momento angular orbital, estableciendo la necesidad de un balance entre distancia radial y profundidad energética para definir la razón de apertura β que mejor se desempeñe.

- Se observó tanto en la simulación como en el experimento la existencia de un punto de saturación con el aumento del nivel de gris, donde se hace una reducción o variación mínima al rendimiento. El punto más óptimo de nivel de grises se encuentra con los valores de $GL = 24,64$ para la mayoría de las cargas.

- La simulación permitió encontrar características del comportamiento de las singularidades que permitieron plantear las hipótesis sobre el efecto del ancho y bordes suaves de la iluminación, los cuales pudieron ser observados también a nivel del experimento. Pese a no tener una correspondencia uno a uno entre las observaciones del experimento y la simulación por las diferentes condiciones de iluminación, la interpretación de los fenómenos coincidieron, lo que permitió la escogencia congruente de los filtros coronográficos.

- Tras evaluar el punto crítico de $\beta = 1$ y determinar la extinción en función del momento angular orbital, se hace necesario evaluar las diferentes fracciones energéticas en diferentes β para establecer a partir de qué distancia es mejor truncar y de esta forma reducir la fuga estelar hacia la PSF.

- La formación de un *kernel* toroidal o una distribución de Airy en el plano de la PSF con los órdenes azimutales pares del filtro, dependerá de cuan pequeña y gaussiana sea la iluminación. Los órdenes altos de $m \geq 5$ requieren un perfil gaussiano de menor ancho en la entrada, para que el espacio reciproco en el foco se escale la distribución y se pueda muestrear mejor todas las dislocaciones de fase. De esta forma se logra una distribución toroidal para todas las cargas.

- En el caso de tratar con una iluminación de bordes suaves, la escogencia del orden azimutal del filtro ha de ser un balance entre el equidistanciamiento que ocurre con la separación de las cargas y la distancia radial de circulación energética. De esta forma se logra sacar la energía hacia la región de truncamiento pero se limita la separación entre cargas para reducir la energía axial remanente. Las cargas que cumplen este comportamiento son el grupo intermedio con $TC = 5, 6, 7$.

- La contribución de niveles de gris vista tanto en la simulación como en la experimentación, presenta un punto de saturación entre 32 y 64 niveles de gris, a partir del cual no se hace efectiva una contribución significativa, y en algunos casos contraproducente, con el aumento de valores de gris en la mayoría de las cargas topológicas evaluadas, por lo que se puede establecer como un punto óptimo para la definición del filtro de fase. Por consiguiente, no es necesaria una profundidad de píxel de 8 para la técnica coronográfica con vórtices ópticos escalares.

- El nivel $GL = 3$ produce la mayor variación diferencial entre niveles de gris para todas las cargas topológicas y en diferentes proporciones, el cual alcanza una mejora hasta del 100 % en relación a $GL = 2$. Pese a que otros niveles se desempeñan mejor, este valor establece el mínimo de valores necesarios para configurar el efecto de la vorticidad y la circulación energética de forma efectiva para la técnica coronográfica.

- El efecto de la coherencia del campo puede conllevar al cambio en la respuesta de la función de transmisión del medio homogéneo, y por ende la forma de convolución con el filtro focal, que en el caso incoherente corresponde a la autoconvolución de la pupila, lo cual describe un comportamiento diferente al esperado en la respuesta coronográfica.

- Bajo una iluminación uniforme con obstrucción interna y tras la convolución de filtro focal, se produce una concentración energética a las afueras de cada borde de la distribución. La energía máxima se concentra en el borde externo que puede truncarse en Lyot, pero se produce un máximo secundario que no puede truncarse con $\beta = 1$. Por consiguiente, en presencia de una obstrucción de campo como en un telescopio, hay una mayor energía de fuga hacia la PSF.

Como resultado del cumplimientos de las diferentes metas trazadas y con la metodología propuesta, se ha alcanzado satisfactoriamente la materialización del objetivo principal del trabajo, dejando una herramienta versátil y funcional para las investigaciones coronográficas, al igual que resultados científicos de interés en este campo con los moduladores espaciales de luz.

Agradecimientos

Un éxito más en mi vida académica ha sido el resultado del esfuerzo personal y familiar a lo largo de esta experiencia, al igual que el arduo trabajo de todos quienes permitieron que se materializara esta grandiosa oportunidad. Agradezco al ***Señor*** por favorecerme en salud y en vida, lo que me ha permitido afrontar y superar los retos que se han presentado en este camino del aprendizaje.

Agradezco especialmente al profesor René Restrepo quién mi invitó a ser parte del Grupo de Óptica Aplicada en el 2014, y que desde entonces ha sido una experiencia enriquecedora a nivel personal y profesional en este mundo de la investigación. Le agradezco por haber confiado en mis capacidades y en haberme invitado a este programa de Física Aplicada. Le agradezco el profesor Edgar Rueda por esta oportunidad de trabajo académico con la coronografía, por la posibilidad de permitirme amaestrar mejor la experiencia en el campo de la óptica y por todos los espacios de discusión que me han permitido refinar mis capacidades.

Le agradezco a mi anterior colega de trabajo Samuel Plazas por haber permitido que le compartiera mis experiencias de trabajo, cuales espero que le hayan contribuido en su formación en el campo de la óptica. Asimismo por haber sido factor motivante por el trabajo en equipo que logramos, lo que posibilitó el éxito de esta investigación. Agradezco a la universidad EAFIT que nos ha apoyado en estos siete años desde que comencé en el mundo académico, por favorecer un espacio de desarrollo humano e investigativo, cual ha repercutido en las proyecciones del compromiso social.

Agradezco al profesor Daniel Velásquez por su guía y consejos. En haberme generado una nueva perspectiva de la investigación para plantear nuevas proyecciones de crecimiento personal. Agradezco a todos los integrantes del Grupo de Óptica Aplicada, Camilo Cano, Sebastian Ruiz, Carlos Cuartas, Manuela Hoyos. Finalmente mi gratitud para con todas las personas con quienes he tenido el privilegio de conocer, y que han aportado de diversas maneras a mi proceso formativo. El éxito de una persona radica finalmente del esfuerzo y disposición de todos a su alrededor.

Juan José Cadavid Muñoz.

octubre 2019

Índice Temático

A

Acumulación de energía 89
Acumulación energética 82
Aliasing 105
Altos niveles de gris .. 201
Análisis coronográfico 113
Ancho de banda 105
Ángulo de trabajo interno 83
Apertura de entrada . 149
Apertura de Lyot 52
Apertura numérica 57
Aplicación coronográfica 163

B

Baffling 73
Bajos niveles de gris . 165

C

Campo coronográfico de PSF 49
Campo gaussiano 149
Campos incidentes de iluminación . 113
Carga topológica 115
Cargas altas 170
Cargas bajas 190
Cargas impares 116
Cargas medias 170
Cargas pares 116
Centroide 83
Circulación energética 124
Concentración axial .. 145
Concentración remanente 193
Contraste 88
Convolución 45
Convolución óptica 46
Coronógrafo de plano focal 35, 46
Coronografía Digital Adaptativa 30
Coronografía digital de vórtice 28
Corrimiento focal 57
Corrimiento matricial . 97

D

Disco de Airy 83
Discretización 113
Dislocaciones singulares de fase 50
Distancias radiales 82
Distribución gaussiana 148
Distribución no uniforme 49
Distribución radial 82

E

Elementos Ópticos Difractivos 55
Escala de la energía ... 82
Espacio focal 164
Estructura de la vorticidad ... 195
Estructura holográfica 70
Exploración exoplanetaria 27

F

Fibra óptica coherente . 71
Filtro interferométrico 65
Filtros focales 47
Función de apodización 148
Función de Bessel 50
Función de transferencia 48
FWHM 57

G

Gradiente del mapa de fase 54

I

Iluminación 137
Incremento del nivel de gris 201
Intensidad radial proyectada 86

K

Kernel 106
Kernel toroidal 152

L

Lens housing 65
LogRMS 92
LogSNR 122
Longitud de camino óptico 48

M

Máximo individual ... 119
Máximos de energía .. 114
Modos azimutales 50
Modulación del PLUTO 164
Modulación espacial de luz 55
Momento angular orbital 53
Muestreo espacial 57

N

Número de transiciones discretas de fase 93

O

Operador de Riesz 54
Óptica singular 53
OpticStudio 62

P

Perfil de Kerber 72
Perfil radial promediado 87
Perfiles en Lyot 172
Pixel pitch 95
Plano de Lyot 51, 130
Profundidad de bits ... 94
Propagación 107
Propagador de espectro angular 104
Proporción directa de magnitudes ... 88
Proyección angular ... 105
Pupila uniformemente iluminada 48
Python 101

R

Rango de valores de fase 94
Razón coronográfica ... 52
Razón de aperturas .. 201
Razón de atenuación . 171
Rendimiento 125
Roll-off 116
Ruptura de la dirección de la Fase 131

S

Schmidt-Cassegrain ... 72
Segmentación binaria . 84
Simulación *End-To-End* 81
Simulación del problema coronográfico 101
Single Input Single Output 95
Sistema 4F 47
Sistema coronográfico 105
Sistema *relay* 71
Sistema telescópico 71
SNR 88
Spiral Phase Plates 36
Stellar Leakage 45

T

Throughput 91
Throughput planetario 140
Tipo de apertura 172
Transformación discreta de Fourier ... 101
Transformada circular Hough 84
Transición suave 148

U

Umbral de intensidad 172

V

Vórtices ópticos vectoriales 36