Evaluación de la coherencia de la luz en la implementación de un sistema de microscopía óptica

Presentado por:

JUAN JOSÉ CADAVID MUÑOZ

Departamento de Ciencias Físicas
UNIVERSIDAD EAFIT

Manuscrito técnico del Trabajo de Grado presentado a la Universidad EAFIT en virtud de los requerimientos académicos de graduación de PREGRADO del programa de Ingeniería Física de la Escuela de Ciencias.

MAYO DE 2017

UNIVERSIDAD EAFIT - SEDE DE MEDELLÍN

ESCUELA DE CIENCIAS – DEPARTAMENTO DE CIENCIAS FÍSICAS
PROGRAMA DE INGENIERÍA FÍSICA

Evaluación de la coherencia de la luz en la implementación de un sistema de microscopía óptica

TRABAJO DE GRADO EN

Investigación e Instrumentación de Sistemas de Microscopía Óptica Multifuente a Nivel de Laboratorio

Grupo de Óptica Aplicada - Línea de Procesamiento Óptico

Asesor del Trabajo:
PhD René Restrepo Gómez

Presentado por:
Juan José Cadavid Muñoz

Jurado Académico:
Candidato PhD Augusto Arias Gallego
Ingeniero Marco Marín Suárez

Primer Semestre Académico del 2017

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 la Universidad EAFIT.

*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.*

Abstract

La coherencia de la luz es una propiedad que da cuenta del grado de interacción ondulatoria de los campos ópticos, cual define el comportamiento espacial de las ondas tras los procesos de interacción luz-luz y luz materia.

Éste tipo de consideraciones se utilizan en el análisis de los sistemas de microscopía óptica por transmisión de campo claro para la interpretación del comportamiento de las intensidades, y usualmente la fase se relega para el estudio de las aberraciones desde una perspectiva geométrica.

En éste trabajo se presenta un modelo operacional de un microscopio por transmisión que integra fuentes de iluminación de coherencia modificado, para lograr propiedades más evidentes de coherencia que permitan, no solo redefinir las funciones de formación de imagen para obtener mejores condiciones de contraste y resolución, sino que permita acceder a la fase del campo del objeto al mantener una capacidad de correlación espacial que puede ser evaluada desde el análisis interferométrico de la señal óptica.

El sistema prototipo integra dos sistemas no convencionales de iluminación en una configuración de microscopio que posibilita múltiples caminos de iluminación elegible para configurar diferentes mecanismos de análisis del espécimen desde la distribución de intensidad, el análisis interferométrico de la fase. El microscopio integra un diseño modular de componentes que permite expandir y modificar las unidades de procesamiento análogo/digital para crear una herramienta versátil y escalable a nivel de laboratorio, disponible para la investigación en ciencias de la vida o en desarrollos de técnicas ópticos orientadas a la microscopía.

El desarrollo está basado en técnicas de la óptica estadística en la descripción de los modelos clásicos de correlación espacial de campo con el que se componen diferentes aplicaciones para el control y alteración de las propiedades de coherencia, que definen el principio de operación de fuentes de iluminación no convencionales, que se incorporan al microscopio a través de sistemas de proyección por *relay* analizados en el software de diseño óptico Zemax. Los múltiples subsistemas son enlazados a través del concepto de camino común y distribución modular categórica, manteniendo la capacidad de escalabilidad para nuevos experimentos.

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**: .....

Lista de Acrónimos

OTF	Función de Transferencia de Óptica
MTF	Función de Modulación de Transferencia
PSF	Función de Dispersión de Punto
LSF	Función de Dispersión de Línea
ESF	Función de Dispersión de Borde
SSP	Placa Espiral de Fase
SLM	Modulador Espacial de Luz
CS	Fuente Coherente
PDLS	Decorrelación Parcial de Fuente Láser
ILPC	Correlación Parcial de Luz Incoherente
ILC	Colimador de luz incoherente
LG	Laguerre-Gauss
NA_c	Apertura Numérica del Condensador (campo objeto)
IFOV	Campo Instantáneo de Visión
FFOV	Campo Completo de Visión
DOF	Profundidad de Campo

Notación Matemática

$\in$ . . . . . Perteneciente a un conjunto

$\forall$ . . . . . Para todo valor

$\perp\!\!\!\perp$ . . . . . Estadísticamente independiente

$\langle : \rangle$ . . . . . Valor esperado de conjunto

Δ . . . . . Diferencia relativa de magnitud

$*$ . . . . . Complejo Conjugado

$\boldsymbol{Re}$ $\boldsymbol{Im}$ . . . . . Parte real y parte imaginaria

$\times$ . . . . . Multiplicación/Producto vectorial

$\not<$ . . . . . No es menor a (un valor)

$\tilde{\boldsymbol{z}}$ . . . . . Amplitud espectral compleja

$\boldsymbol{P}$ . . . . . Plano / Conjunto de puntos bidimensionales

$\vec{\boldsymbol{P}}$ . . . . . Vector con magnitud y dirección

$\hat{\boldsymbol{p}}$ . . . . . Vector unitario

$\because$ $\therefore$ . . . . . Porque (Argumento) - Por consiguiente (Resultado)

$|$ . . . . . Tal que (una condición)

$\propto$ . . . . . Proporcional a (valor/función)

Prefacio

Desde hace un par de años el Grupo de óptica Aplicada de la universidad EAFIT ha ido desarrollando internamente la línea de microscopía como una apuesta del grupo en la instrumentación óptica y en la proyección de investigación en biología, para crear un entorno multidisciplinario que está orientado a potenciar el desarrollo científico de las disciplinas de la vida que ven la óptica como una herramienta fundamental en la labor investigativa.

Este trabajo hace parte de esa materialización del concepto de microscopía que se viene proyectando desde la parte de instrumentación, configuración y evaluación de un sistema que permita las observaciones de microscopía. El concepto de esta versión de microscopio se ha orientado por los desarrollos preliminares en el control de la coherencia espacial de la luz, como una herramienta que permita una mejor diversidad en el análisis del espécimen desde la composición fase como la detección intensidad de estructuras.

Bajo este concepto en el documento se plantea diferentes interpretaciones de fenómenos clásicos de la óptica, cuales se orientan a la discusión de las propiedades coherentes y sus efectos en un medio material a través de una aproximación estadística. Todos los conceptos que se abordan son independientes, pero se discuten para plantear el proceso secuencial de la luz que se lleva a cabo en un microscopio óptico compuesto, desde la iluminación hasta su detección.

De esta manera mientras se recogen múltiples ideas y consideraciones, todos estos moldean poco a poco el sistema que se propone desde la configuración instrumental como las características funcionales que giran entorno al control de la coherencia espacial. El documento entrega un recorrido elemental de la fenomenología y sus repercusiones en los sistemas ópticos, brindando a través de las matemáticas y la experiencia la capacidad de abordar la óptica desde una perspectiva más completa, que enriquecen las discusiones teórico-experimentales de interés científico y que fortalecen la apuesta investigativa del grupo.

Índice general

Índice general XIX

Índice de tablas XXIII

Índice de figuras XXV

1 Discusión introductoria 29
- 1.1 Nociones sobre el concepto de la fase . . . 30
- 1.2 Sobre la microscopía óptica y la fase . . . 31
- 1.3 Propiedades de similitud en el espectro . . . 34
  - 1.3.1 La coherencia por el espectro temporal de la luz . . . 35
- 1.4 Propiedades de similitud en el espacio . . . 37
  - 1.4.1 Sobre los procesos estocásticos . . . 38
  - 1.4.2 Sobre la coherencia y la interacción ondulatoria . . . 39
- 1.5 Sobre el planteamiento del problema . . . 42
- 1.6 Sobre la justificación y relevancia . . . 43
- 1.7 Objetivos académicos propuestos . . . 43
  - 1.7.1 Objetivo Principal . . . 44
  - 1.7.2 Objetivos Específicos . . . 44
- 1.8 La estructura del documento . . . 45

Referencias del Capítulo 1 47

2 Análisis estadístico de la luz 49
- 2.1 Los procesos estocásticos y correlación . . . 51
  - 2.1.1 Procesos estocásticos estacionarios en sentido amplio . . . 53
  - 2.1.2 Procesos estocásticos estacionarios ergódigos . . . 55
  - 2.1.3 Propiedades de las funciones de correlación . . . 57
- 2.2 Sobre las señales analíticas. . . . 58

2.2.1 La señal monocromática y su señal analítica 61
2.2.2 Propiedades de correlación como señal analítica 62
2.2.3 Truncamiento y convergencia de la señal temporal 64
2.3 Fluctuaciones espaciales del campo 66
2.3.1 Interacción en condiciones de coherencia parcial 67
2.3.2 Medición del nivel de coherencia relativa 71
2.3.3 Síntesis de los conceptos estadísticos 75
2.4 Coherencia dinámica de campos ópticos 76
2.4.1 El sistema de iluminación ILPC 77
2.4.2 Modulación espacial de campos correlacionados 87
2.4.3 El sistema de decorrelación espacial - PDLS 105
2.5 Conclusión del capítulo 127

Referencias del Capítulo 2 **129**

3 Propiedades de formación de imagen **133**
3.1 Formación de campos de iluminación 134
3.1.1 Intensidad mutua en fuentes extendidas 135
3.1.2 Propagación de la intensidad mutua 139
3.1.3 La formación de imagen de una fuente extendida 140
3.2 Sistemas de iluminación en microscopía 143
3.2.1 El sistema de iluminación de Nelson 148
3.2.2 El sistema de iluminación de Köhler 151
3.3 Efectos de la coherencia en sistemas 154
3.3.1 La formación de imagen en sistemas coherentes 155
3.3.2 La formación de imagen en sistemas incoherentes 158
3.3.3 La formación en sistemas parcialmente coherentes 160
3.4 Síntesis de los efectos de la coherencia 165
3.5 La potencia de resolución óptica 166
3.5.1 El criterio de Rayleigh y el límite de resolución 167
3.5.2 La resolución por respuesta espectral del sistema 176
3.5.3 Técnicas para la evaluación de la calidad óptica 182
3.6 El diseño óptico y la óptica geométrica 186
3.6.1 Partes de un sistema óptico 188
3.6.2 Descripción de aberraciones ópticas 191
3.7 Conceptos del microscopio prototipo 201
3.7.1 Los requerimientos de los proyectores de luz 203
3.7.2 El sistema de proyección del PDLS 206
3.7.3 El sistema de proyección de luz blanca 213
3.7.4 El sistema de microscopía a transmisión multifuente 223
3.7.5 El sistema de procesamiento de imagen 226
3.8 La configuración CAD del microscopio 229
3.9 Conclusión del capítulo 238

Referencias del Capítulo 3 **239**

4 Observaciones microscópicas **243**
4.1 La prueba de escala 244
4.2 Corrimiento cromático de la imagen 245
4.3 Imagen con el PDLS 247
4.3.1 Comparación de fuentes de iluminación 248
4.4 Efectos de magnificación en baja NA 249
4.5 Efectos del sistema del condensador 252
4.6 Observación magnificada de un mosquito 257
4.6.1 Efectos de los medios intermedios 262
4.7 La prueba de resolución USAF1951 263
4.8 Conclusión del capítulo 264

5 Epílogo del trabajo **269**

Índice Temático **273**

Agradecimientos **277**

Índice de tablas

3.1 Parámetros de distancia. 191
3.2 Parámetros de inclinación. 191
3.3 Puntos cardinales del sistema. 191
3.4 Proyecciones de las aperturas del sistema. 192
3.5 Parámetros de adicionales. 192

Índice de figuras

1.1 Estructura del documento. 46

2.1 La transformada de Hilbert y la señal analítica. 60
2.2 El experimento de correlación espacial. 68
2.3 Interacción ponderada entre dos puntos del campo. 70
2.4 Experimentos para la evaluación de coherencia. 73
2.5 Componentes del ILPC. 81
2.6 Composición espectral de la fuente de luz. 81
2.7 Diseño CAD del montaje del experimento de autocorrelación. 82
2.8 Resultados experimentales de la medición de autocorrelación del ILPC. 85
2.9 Procesamiento de los interferogramas. 85
2.10 Comparación de las densidades de autocorrelación. 86
2.11 Vista esquemática del montaje. 90
2.12 Diseño CAD del montaje de modulación por transmisión y autocorrelación. . . . 90
2.13 Modulación helicoidal de fase parcialmente correlacionada. 91
2.14 Efectos de la apertura en la formación de vorticidades ópticas. 92
2.15 Modulación híbrida de campos policromáticos. 93
2.16 Diseño CAD del experimento de modulación y autocorrelación del PDLS. 94
2.17 Observación del corrimiento y composición espectral de las fuentes. 96
2.18 Resultados experimentales de la medición de autocorrelación del ILPC. 97
2.19 Resultados experimentales de la medición de autocorrelación del ILPC. 98
2.20 Resultados experimentales de la medición de autocorrelación del ILPC. 99
2.21 Resultados experimentales de la medición de autocorrelación del ILPC. 100
2.22 Resultados experimentales de la recuperación de fase modulada en luz blanca. . 101
2.23 Respuesta del circuito propuesto en el actuador MR12120 para el PDLS. 107
2.24 Vistas del CAD del diseño final del mecanismo del rotador del difusor. 108
2.25 Simulación del promedio temporal en la generación del campo de speckle. 110
2.26 Representación esquemática de la variación inducida en la rotación. 112
2.27 Representación de la variación fasorial en modo estático del difusor. 112

2.28 Representación de la variación fasorial en modo dinámico del difusor. 113
2.29 Diseño CAD del sistema de decorrelación PDLS. 115
2.30 Distribución de intensidad a la salida del PDLS en modo estático. 116
2.31 Distribución de intensidad a la salida del PDLS en modo dinámico. 116
2.32 Campo de speckle generado en el primer difusor. 117
2.33 Diseño CAD del setup del experimento de autocorrelación con el PDLS. 118
2.34 Resultados experimentales de la medición de autocorrelación del PDLS. 119
2.35 Densidad de autocorrelación espacial del PDLS. 121
2.36 Imágenes de microscopía con el PDLS en ambos modos. 121
2.37 Composición de imagen con el sistema de decorrelación. 122
2.38 Medición interferométrica del campo del PDSL. 123
2.39 Análisis de rendimiento óptico del PDSL con el USAF1951. 124

3.1 Esquema de los puntos de interacción de una fuente extendida. 136
3.2 Esquema de los puntos de interacción de una fuente extendida. 140
3.3 Tipos de iluminación en microscopía. Figura: *R. Liang*. 144
3.4 Propiedades de emisión de fuentes. Figuras: *zeiss-campus*. 145
3.5 Colectores de fuente. Figuras: *olympusmicro*; *zeiss-campus*. 146
3.6 Comparación de lentes para sistemas de colección. Figuras: *Canon*. 146
3.7 Condensador simple de Abbe. Figura: *olympusmicro*. 147
3.8 Iluminador de Nelson. Figura: *R. Liang*. 149
3.9 Sistema de iluminación de Köhler. Figura: *R. Liang*. 151
3.10 Propiedades de emisión de fuentes. Figuras: *zeiss-campus*. 152
3.11 Los diferentes planos conjugados del sistema Köhler. Figuras: *A. La Rosa*. 153
3.12 Reescalamiento de coordenadas de la pupila desde el plano imagen. 157
3.13 El criterio de Rayleigh en diferentes distribuciones de intensidad. 168
3.14 Difracción circular de campo lejano. 169
3.15 Interpretación de formación de imagen de Abbe. Adaptación. Orig: *Z. Kam*. 170
3.16 Formación de imagen de Abbe. 171
3.17 Efectos del condensador en la resolución Figura: *Hopkins; Barham*. 173
3.18 Efectos de la coherencia en la resolución. Figura: *microscopyu*. 174
3.19 Resolución axial. Figuras: (a) *M. Kempe*, (b) *semrock*, (c) *H.Gross*. 175
3.20 La profundidad de campo y la apertura numérica. Figuras: *microscopyu*. 176
3.21 Las funciones de transmisión de amplitudes complejas en sistemas ópticos. 178
3.22 Respuesta espectrales asociados al rendimiento óptico. Figura: (a) *G. Boreman*. . 180
3.23 Ejemplos de la modulación en amplitud para frecuencias espaciales variables. . 182
3.24 Propiedades del análisis. Figuras: (a) *Jack D. Gaskill*; (b) *Silverhawk* 183
3.25 Blancos de resolución óptica. Figuras: (a) *takinami*; (b) *claclaclack*. 185
3.26 Esquema de procedimientos para el análisis del trazado de rayos. 187
3.27 Un sistema compuesto convencional de lentes. 190
3.28 Un sistema de objetivo de microscopio. 192
3.29 Aberraciones geométricas axiales - Cáustica. 194
3.30 Diagrama de abanico de la pupila del sistema. Figura (Adaptación): *H. Gross*. . . 195
3.31 Aberraciones geométricas axiales. Figura: (a) *Bruce MacEvoy* (b) *H. Gross*. 196
3.32 Los efectos de la curvatura de Petzval en la imagen. Figuras: *H. Gross*. 196

3.33 Diagrama de abanico de la pupila del sistema. Figuras: *Bruce MacEvoy* 197
3.34 Las aberraciones de Seidel en la respuesta geométrica del sistema óptico. La información algebraica y conceptual *J.C Wyant*[94], las funciones características *Sir. Hamilton*[95], Subfiguras: *H. Gross* (Dislocación del plano), *John J. G. Savard*, *Bruce MacEvoy* (Diagrama de *spot* y trazado). 199
3.35 Las cuatro categorías de aberraciones geométricas. Figuras: *H. Gross*. 200
3.36 El concepto de iluminación por efecto cascada. 205
3.37 El concepto de iluminación por efecto cascada dividida. 206
3.38 El concepto del iluminador del PDLS. 208
3.39 La configuración del iluminador del PDLS. Longitud axial = 1458,62mm. 209
3.40 Lista de superficies del sistema PDLS. 209
3.41 Diagrama de *spot* del sistema. RMS: 0,024, 0,024, 0,025. 210
3.42 Distorsión simétrica de campo del PDLS: 7,08°. Distorsión máxima: 9,07 %. 210
3.43 Las aberraciones geométricas en el sistema del PDLS. Escala máxima: 0,1rad . 211
3.44 Diagrama de Seidel. Escala de aberración máxima: 0,5mm. 212
3.45 Fracción geométrica de energía encapsulada del PDLS. Escala: Lím. difracción. . 212
3.46 Espectro de emisión de la fuente LED. 213
3.47 Esquema del concepto de colimación de la fuente LED. 214
3.48 Esquema del sistema de iluminación ILC-ILPC. 215
3.49 La configuración del colimador principal. Longitud axial = 168,41mm. 216
3.50 Lista de superficies del sistema de colimación primario. 216
3.51 Diagrama de *spot* del sistema. RMS: 7,295, 9,467, 18,966. 217
3.52 Fracción geométrica de energía encapsulada del sistema. Escala: Lím. difracción. 217
3.53 La configuración del colimador principal. Longitud axial = 476,15mm. 218
3.54 Lista de superficies del sistema ILC. 218
3.55 Diagrama de *spot* del sistema. RMS: 15,101, 18,570, 25,238. 219
3.56 Fracción geométrica de energía encapsulada del ILC. Escala: Lím. difracción. . . 219
3.57 las berraciones geométricas en el sistema del ILC. Escala máxima: 50mr 220
3.58 Diagrama de Seidel. Escala de aberración máxima: 0,5mm. 221
3.59 Distorsión simétrica de campo del PDLS: Distorsión máxima: 4,4645 %. 221
3.60 Función de correlación cruzada de apertura circular en el ILPC. 222
3.61 Diseño conceptual de los sistemas periscopio-microscopio. 224
3.62 Trazado y configuración del sistema de microscopía en los periscopios. 226
3.63 Esquema del sistema de análisis del conjunto de microscopía. 227
3.64 Esquema del concepto modular de los componentes del sistema. 230
3.65 Diferentes vistas del CAD del microscopio en una mesa óptica. 231
3.66 Vista del microscopio en una mesa óptica Thorlabs Nexus. 232
3.67 Esquema CAD de los compones del PDLS. 233
3.68 Esquema CAD de los compones del ILC-ILPC. 234
3.69 Esquema CAD del centro del microscopio. Entrada y salida en camino común. . . 235
3.70 Esquema CAD de la unidad de detección y análisis. 236

4.1 Registro de la regleta de calibración de escala. 10× aumentos. 245
4.2 Cromaticidad en la imagen del espécimen - 20× aumentos. 246
4.3 Composición de imagen del PDLS en el objetivo de 20× aumentos. 248

4.4 Comparación de imagen en los sistemas de iluminación - 20× aumentos. 250
4.5 Comparación a la misma exposición en ambos iluminadores - 10× aumentos. . . 251
4.6 Comparación de la magnificación en baja NA con ambos iluminadores. 253
4.7 Efectos en la formación de imagen por la apertura conjugada de condensación. . 255
4.8 257
4.9 Observación de la estructura del ala de mosquito - 10× aumentos - ILC. 258
4.10 Observación de la estructura del ala de mosquito - 20× aumentos - ILC. 259
4.11 Observación de desenfoque en las vellosidades del ala - 20× aumentos - ILC. . . 260
4.12 Sección *pretarsus* de la extremidad inferior del mosquito - 10× aumentos - ILC. . 261
4.13 Efectos por los cambios en el índice de refracción - 20× aumentos - ILC. 262
4.14 Análisis de rendimiento óptico del ILC con el USAF1951. 265
4.15 Análisis de rendimiento óptico del PDSL con el USAF1951. 266

CAPÍTULO

1

DISCUSIÓN INTRODUCTORIA

1.1 Nociones sobre el concepto de la fase 30
1.2 Sobre la microscopía óptica y la fase 31
1.3 Propiedades de similitud en el espectro 34
1.4 Propiedades de similitud en el espacio 37
1.5 Sobre el planteamiento del problema 42
1.6 Sobre la justificación y relevancia 43
1.7 Objetivos académicos propuestos 43
1.8 La estructura del documento 45

Objetivos del Capítulo

- Introducir el marco temático del trabajo.
- Contextualizar la noción de fase en microscopía.
- Discutir sobre la interpretación de coherencia.
- Presentar la estructura formal del trabajo.
- Describir la organización del documento.

Palabras Clave

- **Espectro**
- **Coherencia**
- **Mapa de Fase**
- **Microscopía**

Éste capítulo introductorio se designa con la intención de contextualizar algunos aspectos globales de los fenómenos físicos asociados a la investigación. Esto con la finalidad de familiarizar y plantear una perspectiva conceptual no formal sobre diferentes interpretaciones de los fenómenos, producto de la experiencia que ha surgido con el desarrollo del trabajo. Para éste capítulo se presentan dos discusiones: Consideraciones físicas de algunos

fenómenos de la luz y el marco formal del trabajo.

Para el primer aspecto se presentará tres discusiones sobre: la fase, la microscopía y coherencia, en donde se abordará algunas explicaciones del fenómeno desde elementos conceptuales, sin llevar al formalismo matemático y partiendo de procesos fundamentales en la formación, interacción e interpretación de la luz. Esto con el objetivo de lograr familiarizar con algunos aspectos globales que son introductorios al desarrollo formal que se planteará en los capítulos posteriores.

Con el segundo aspecto se presenta los componentes formales del propósito, alcance, metodología y justificación que articulan el desarrollo de éste trabajo. Esto con el objetivo de explicar y esclarecer la importancia y los compromisos en la consecución del trabajo de grado.

A finales éste capítulo se presenta una sección dedicada a presentar un preámbulo a la estructura y discusiones siguientes en el resto del documento, que sirve como guía de lectura para proyectar las discusiones a seguir y configuración de la información en el documento.

1.1 Nociones sobre el concepto de la fase

El entendimiento de la luz a partir de su descripción electromagnética permite entender el concepto de la perturbación de campo, y la **interacción luz materia** desde la forma cuántica del campo. Estos procesos definen múltiples propiedades medibles a través de las intensidades en los detectores, manifestando intrínsecamente la evolución de una señal de campo eléctrico, permitiendo observar algunas propiedades del campo: trayectoria, flujo energético, distribución de amplitud, mapa de fase, y propiedades del medio con el que interactúa: tramitancia, absorbancia, reflectancia entre otras propiedades definibles con las ecuaciones de Maxwell y las ecuaciones materiales[1].

Una de las connotaciones elementales de la interacción con la materia puede verse a través del **índice de refracción**, un cociente entre la velocidad de propagación en el medio y el espacio libre, que da a entender la capacidad del medio de retardar y desviar la luz, conocido también como la capacidad de esparcimiento. Ésta propiedad permite plantear el concepto de camino óptico, donde la luz no recorre una distancia geométrica sino una distancia óptica que depende de cuán dispersivo logra ser el medio, donde tomará más tiempo en propagarse entre mayor sea la densidad electrónica del material.[2].

El concepto del **camino óptico** permite formar una idea sobre el recorrido de la luz al momento de propagarse y los cambios del medio conllevan a una medida relativa del recorrido de la luz, definida a través de los retardos espaciales, de un medio a otro; es decir que el campo óptico es espacialmente adelantado o atrasado en comparación a la propagación en un medio de referencia. Éste desplazamiento aparente no es idéntico en cada punto del espacio en el que se propague, por lo que, en el caso de la representación escalar del campo, la función que describe el conjunto de corrimientos es el **mapa de fase**, en el que se codifica la superposición de todos corrimientos durante trayectoria y define cuántos ciclos modulados de retardo toma cada punto del campo en un plano definido.

Aunque la información absoluta del camino de la luz se haya implícita, no es posible conocerla en su totalidad, tanto por la imposibilidad determinista de recomponer la fase global a razón de los procesos de la generación de la luz, como por el hecho que sólo se pueden hacer mediciones relativas a los cambios del medio.

La posibilidad de medir una fase relativa toma entonces relevancia no para entender la descripción del campo, sino en la posibilidad de rescatar información de la interacción con el objeto, como producto de los procesos dispersivos que se registran en la propagación, brindando propiedades de mayor interés sobre el objeto en estudio.

1.2 Sobre la microscopía óptica y la fase

La **microscopía** ha sido sin duda uno los recursos tecnológicos más impactantes que ha marcado el avance de las ciencias naturales e incluso en la discusión del paradigma aristotélico de la verdad del conocimiento ante la ausencia de la experiencia[3][4][5]. La posibilidad de la observación de propiedades presentes pero que no se habían evidenciado antes, expandió el horizonte del conocimiento en muchas disciplinas, sin embargo quedarían sin entendimiento muchas de las propiedades de la luz para la época de cuándo datan los primeros aparatos de microscopios.

La microscopía óptica tradicional se basa en el principio de transmisión de campo claro, en el que un espécimen es iluminado con luz blanca y la información se obtiene como consecuencia de los procesos refractivos y absorción en las estructuras finas, registrando en una imagen magnificada del espécimen con contrastes definidos.[6]

El uso de ésta forma de **iluminación** fue principalmente por la limitación de diferentes tipos de fuentes en la época, sin embargo esto favoreció el entendimiento empírico de las propiedades de formación de imagen y que posteriormente se formalizó en el régimen de la óptica geométrica, pero en desconocimiento de algunos conceptos modernos del campo óptico no fueron considerados en el desarrollo de la microscopía clásica limitando las posibilidades de observación a las intensidades durante casi un siglo, desde los trabajos de Ernst Abbe en 1872[7] hasta el siguiente paso *remarcable* en la historia del microscopio.

Después de los trabajos pioneros de Ernst Abbe y Carl Zeiss en la microscopía óptica, Frits Zernike da el siguiente paso con el desarrollo de la técnica de microscopía de contraste de fase. Generando desfases en la iluminación y controlando las propiedades espaciales del espécimen, permitiendo la visualización de las finas estructuras en especímenes de bajo o nulo contraste[8], trabajo publicado en 1942 y galardonado con el premio Nobel en 1953.

El trabajo de Zernike y los posteriores desarrollos en técnicas confocal[9] y DIC[10], no fueron fortuitos para la época. Los desarrollos en la teoría de la estadística estocástica, óptica física al igual que la electrodinámica cuántica, permitieron formalizar herramientas matemáticas para profundizar en el conocimiento e interpretación de la coherencia de la luz, potenciando la importancia del tratamiento de la fase en el microscopio originada por el espécimen en estudio.

La fase, como se mencionó en la sección anterior, provee una descripción del recorrido de la luz en el espacio, en la que se codifican los efectos del esparcimiento por el medio. Además de la representación en intensidad del espécimen, su fase puede aportar información de la composición o del mapa topográfico, al igual que posibilita la ganancia en la resolución por procesamiento analógico y corrección de aberraciones[11].

En las técnicas fundamentadas en el tratamiento de la fase del espécimen los tipos de iluminación son de coherencia alta como láseres o etalones, mientras que en los sistemas de formación de imagen convencionales por transmisión o reflexión emplean fuentes completamente incoherentes, permitiendo en cada técnica lograr sistemas optimizados a partir de los rangos extremos de la coherencia.

En la microscopía de campo claro se utiliza fuentes incoherentes, definiendo el uso y análisis de la fase primariamente al estudio de los errores del frente de onda inducidos por el conjunto óptico y sus efectos en la formación la imagen, donde se compensa el frente de onda del sistema y se lleva la calidad de imagen al límite de difracción. Pero la fase generada por el objeto no es considerada en la obtención de información, resolviendo únicamente la composición de intensidad que incluye un mapa espacial similar a las estructuras originales del objeto.

Por su parte en la microscopía de fase el proceso óptico reúne componentes de la técnica de transmisión de luz y el mapa de fase por la alteración de la luz esparcida por el objeto. A partir de la interpretación de imagen de Zernike, similar a como se explica en el capítulo tres en la formación de imagen de Abbe, se alteran las propiedades espaciales obtenidas del objeto para modificar con saltos de fase controlados el camino de la intensidad para resaltar las estructuras traslucidas acorde el camino óptico del espécimen.

Además de las ventajas de procesamiento analógico de incluir la fase para configurar el campo, la fase trae múltiples posibilidades con técnicas analógicas o digitales, que no son propiamente de la microscopía, pero que fueron desarrollados en otros frentes de la óptica como la metrología óptica o la óptica adaptativa utilizada en astronomía, cuales pueden traerse al campo de la microscopía óptica como un desarrollo particular que se aprovecha de diferentes mecanismos y técnicas no tradicionales en estos sistemas para potenciar su rendimiento óptico.

Éstas técnicas pueden tanto compensar defectos por aberraciones como potenciar el análisis de la información del objeto a través de procesos iterativos con adecuaciones en la composición de fase para a través de los sistemas de Modulación Espacial de Luz, cuales incluyen información conocida para sintetizar propiedades ópticas que describan aún más la información implícita del campo tras la interacción del objeto que no son apreciables directamente en la detección u observación de intensidades.

La posibilidad de acceder al campo complejo desde estas técnicas favorece no sólo una mejora sobre el control de la información sino que permite la reconfiguración de los sistemas convencionales para lograr nuevas prestaciones que potencien una etapa investigativa particular en la biología, fisiología o medicina, dentro del marco de la microscopía óptica de resolución convencional micrométrica. Ésto no se establece para mejorar principalmente el rendimiento de un microscopio óptico pero la idea está orientada en la diversificación de sus capacidades en un solo sistema conjunto.

Como un primer paso para proponer un sistema de ésta categoría, es necesario entender algunos conceptos entre la fase, la coherencia y la microscopía, para los cuales a lo largo del documento se realizará una aproximación para su entendimiento y aplicación. En el resto del capítulo se realiza una discusión sobre la relación entre fase y coherencia, con el objetivo de contextualizar el eje temático que se desarrolla a lo largo del documento.

La fase del campo es una medida relativa del comportamiento espacial de un conjunto de ondas, que permite implícitamente una lectura sobre el **grado de coherencia** de ese conjunto, bajo el concepto de la similaridad y diversidad espacial. Su análisis permite entender la forma en que se pueden realizar las interacciones de la luz, como un fenómeno que tiene dependencia en los retardos espaciales.

Debido a la diversidad de caminos individuales de cada punto del campo en diferentes instantes de tiempo, como resultado de la interacción con la materia como los procesos de generación de luz, definen directamente todas las diferencias de amplitud y fase en una región del espacio. Se puede pensar entonces que entre más grande sean estas diferencias espaciales, se requiere más tiempo para que un grupo de ondas pueda llegar hasta donde se encuentra otro grupo de ondas, la distancia recorrida para cada uno de los grupos se codifica en las fases individuales.

Si el retardo es lo suficientemente extenso, será imposible que ambos grupos se encuentren, por lo que los efectos ondulatorios no se logran manifestar y ambos grupos viajan individualmente. Si se piensa que si el retardo es dinámico en el tiempo, *e.g.* emisión espontánea o propagación en medio turbio, en un tiempo particular un grupo de ondas en un punto del espacio coincide con otro grupo, pero también en otro momento para el mismo punto, el retardo es extenso entre otro par de grupos de onda y eventualmente nunca se encuentran.

La posibilidad de que en cualquier momento del tiempo para un punto particular exista interacción ondulatoria es a lo que se puede definir como la noción de coherencia espacial. La fase registra entonces los caminos individuales de cada onda y la diferencia de fases entre grupos define cuán grande es su retardo relativo.

Como es determinísticamente imposible conocer como son los cambios en los retardos de cada punto para cualquier momento, la dinámica del campo solamente se puede entender a través de la estadística del fenómeno. Por éste motivo se puede pensar que la coherencia es el resultado de un gran numero de eventos. Para fortuna con el análisis de la luz, las frecuencias de variación del campo de ondas es del orden de la velocidad de la luz, permitiendo que en un periodo detección más extenso, todas las posibilidades del fenómeno ocurran evidenciando la respuesta efectiva y estacionaria del campo. Esto permite analizar la tendencia principal del comportamiento ondulatorio y por consiguiente la respuesta coherente efectiva.

Con la respuesta coherente se puede realizar el análisis inverso de cómo la coherencia modula la naturaleza de la interacción ondulatoria con la que se constituyen los campos ópticos a partir de la superposición de ondas, las cuales serán visibles en los fenómenos principales tanto en la difracción como en la interferencia. Por consiguiente se puede pensar que la variación del campo conlleva a un grado de coherencia, y éste último define cómo es la interacción promedio en el espacio del campo de ondas. Sobre éste concepto se establece el eje temático principal que se aborda en las discusiones sobre la iluminación y coherencia durante éste documento.

Cada tipo de iluminación posee diferentes grados de coherencia y por ende la forma como interacciona y se forma la imagen del espécimen difiere en un sistema de microscopía. La representación del campo para cada caso puede manifestar una mejor descripción del mapa de fase, mejor muestreo sobre las estructura finas, mejor calidad óptica, entre otras propiedades exclusivas para cada tipo de coherencia, las cuales en cierto grado pueden ser más adecuadas para algunos especímenes y no pertinentes para otros.

La posibilidad de manipular la coherencia de la fuente de iluminación permite seleccionar éstas propiedades, posibilitando la adecuación del balance óptico más pertinente del sistema de microscopía para conseguir una mejora en la representación del espécimen. El control principal en los sistemas convencionales de microscopía radica en el manejo de la apertura numérica de iluminación para obtener, no sólo un flujo lumínico adecuado sino también control de la coherencia del campo de iluminación.

1.3 Propiedades de similitud en el espectro

Para entender la coherencia se puede plantear dos interpretaciones principales: La **coherencia clásica**; enmarcada en el entendimiento estadístico de las correlaciones en un fenómeno ondulatorio, y la coherencia cuántica que representa a través de las bases canónicas y operadores el comportamiento colectivo en los sistemas de fotones indistinguibles.

En cualquiera de las interpretaciones la noción de coherencia alude a los conceptos de relación y similitud entre sistemas, bien entre un conjunto de campos electromagnéticos o entre sistemas de fotones. Entre más parecido sea cada elemento del sistema es más probable que cada parte del conjunto interaccione con los miembros más similares. Si todo el sistema es muy similar también es más probable que ante un estímulo externo todo el sistema responda de una misma manera.

En el desarrollo a seguir en éste documento, se presentarán únicamente las consideraciones de la coherencia clásica debido a la naturaleza de los sistemas que se estudian, en el que se tienen interacciones entre conjuntos de perturbaciones electromagnéticas en donde existe un gran número de fotones y por tanto la interacción deja de ser un sistema cuántico, siendo apreciable en una escala macroscópica en periodos más extensos de tiempo.

La similitud entre sistemas ondulatorios se representa a través de diferentes propiedades elementales: el nivel de energía de oscilación; longitud de onda, la relación de fase y la polarización[12]. Estas permiten diferenciar otros tipos de campos electromagnéticos y definen una naturaleza constante en la luz en un mismo campo, en fuentes estabilizadas.

De estas propiedades, la frecuencia de oscilación es la única propiedad constante que depende de los procesos de generación de la luz, y por tanto define la primera relación de similitud: Sólo los campos que oscilan a una frecuencia definida pueden interactuar con otros campos de la misma o muy similar frecuencia[13]. Ésta naturaleza es abordada a lo que se denomina la **coherencia espectral**.

1.3.1 La coherencia por el espectro temporal de la luz

En el **espectro temporal** se definen todas las componentes de las frecuencias de oscilación que constituyen el campo, definiendo el conjunto de vectores de onda que caracteriza la forma de propagación e interacción de cada onda electromagnética. La coherencia espectral es exclusiva para cada frecuencia y determina las condiciones del **ancho de banda**; el rango de frecuencias de la señal, definiendo las restricciones de la posibilidad de interacción con otros vectores de onda de similar frecuencia.

Diferentes frecuencias en el campo indican que el tamaño espacial mínimo que abarca cada onda es distinto. Si se observara en un periodo espacial completo de referencia un conjunto ondas a diferentes frecuencias, entonces el espacio que ocupa cada una es diferente. Esto es por el efecto de la frecuencia con que se recorre el medio, conllevando a diferentes momentos de propagación y por ende a un corrimiento relativo del espacio que puede abarcarse. Esto ocasiona que ondas a diferentes frecuencias no puedan coincidir en un punto particular a cualquier instante de tiempo, y por consiguiente las diferentes componentes no se correlacionan, generando lo que se define como un conjunto de vectores bases ortogonales del campo. Por ende diferentes componentes temporales carecen de similitud espectral.

En el caso de tener diferentes fuentes de luz con el mismo ancho espectral, entonces las propiedades de coherencia espectral definen la posibilidad de la luz de poder correlacionarse con la segunda fuente, generando un patrón de franjas; al interactuar a través superposición de ondas, mientras se satisfaga la relación de frecuencia-tiempo

$$\because \quad \Delta t \Delta \nu <= 1 \quad \therefore \quad l <= \frac{\bar{\lambda}_0^2}{\Delta \lambda}, \tag{1.1}$$

donde Δt es el retardo temporal, $\Delta \nu$ es el ancho de banda,$\bar{\lambda}_0$ es la longitud de onda central $\Delta \lambda$ es la diferencia de longitudes de onda límite del ancho de banda. En el caso elemental de un mismo espectro, el resultado de la superposición depende de dos características de las fuentes: Un ancho de banda constante tal que sea menor a su frecuencia media, es decir **luz cuasimonocromática** en ambas fuentes, y un retardo temporal inducido por la separación espacial.

En el primer caso se garantiza una frecuencia central definida en el momento de interferencia; definiendo una suficiente **correlación espectral**, y además que en el campo no hayan otras componentes que interfieran en otro punto del espacio que puedan añadir otras componentes ondulatorias moduladas superpuestas en la intensidad. Las contribuciones periódicas de los vectores de onda serán entonces monocromáticas.

En el segundo caso para generar un patrón de franjas definido, el retardo entre fuentes debe ser menor o igual al inverso del ancho espectral. Esto a motivo que al incrementar el retardo entre las fuentes se pierde similitud temporal, ocasionando que el número de contribuciones periódicas aumenten (debido al factor de fase ωt) y se evidencian en los máximos observables de intensidad del patrón que aumentan a una frecuencia espacial más alta hasta que no sean distinguibles, y se torne en una distribución continua de intensidad.

El valor de la fase crece al retardarse generando diferencias suficientes entre los campos y

se pierde la similitud temporal que los relacionaba espacialmente, es decir que los retardos inducidos superan el tiempo admisible de correlación asociado al ancho de banda del campo, perdiendo la capacidad de interactuar en el tiempo de respuesta del espectro, para un punto particular del espacio para cualquier instante de tiempo. Es decir que se forma una incompatibilidad temporal en donde no se alcanzan las ondas en una misma región.

Cuando el tiempo de retardo y el inverso del ancho espectral son iguales, el valor de este retardo se interpreta como el tiempo máximo de correlación en el que es posible la interferencia y se conoce como el **tiempo de coherencia** de la forma

$$\because \quad \Delta t \Delta \nu = 1 \quad \therefore \quad t_c = \frac{1}{\Delta \nu}. \tag{1.2}$$

El respectivo equivalente en valor de distancia se obtiene al multiplicar el tiempo de retardo por la velocidad v de propagación $l_c = nvt_c$ y se denomina la distancia de coherencia longitudinal en un medio homogéneo de índice de refracción n.

El análisis de la coherencia espectral permite concluir que entre mayor sea el ancho de banda de los campos y entre más diferente sea la composición espectral entre las fuentes, menor será el espacio probable de interacción. Por ejemplo la interacción de la luz solar y la luz por combustión en una vela sólo será posible si se compensa la diferencia en la frecuencia promedio y el tiempo de retardo admisible en relación a diferencia del tiempo de coherencia de cada fuente, planteando

$$|(\Delta \nu)_{sol} - (\Delta \nu)_{vela}| \ll \frac{1}{t_r}. \tag{1.3}$$

Esto se puede entender debido a que en la generación de la luz para cada longitud se tienen procesos diferentes, excitación de niveles de energía o liberación exotérmica, donde se producen retardos no controlados que generan fluctuaciones en la composición espectral promedio del campo para diferentes periodos de tiempo y por ende cada vector de onda se encuentra en diferentes momentos de propagación y en otro tiempo a diferentes frecuencias, vistos en un mismo punto de referencia, limitando la probabilidad de interacción incluso para las componentes coincidentes[14][15].

Aunque es posible que ocurran interacciones en tiempos transitorios donde se compense el espectro y el retardo, debido a la naturaleza de la frecuencia de muestreo y la tasa de integración de los detectores convencionales, no se logra observar una correlación de forma estacionaria.

En el caso en que las fuentes portan el mismo espectro, como en un **interferómetro de Michelson**, el grado de interacción dependerá únicamente del retardo relativo y la frecuencia promedio de cada componente espectral. En éste caso las contribuciones periódicas en la interferencia son independientes entre diferentes longitudes de onda pero se superponen en una misma región del espacio debido a los desfases relativos del espacio ocupado por los distintos vectores de onda, generando que los mínimos y máximos de intensidad de diferentes componentes coincidan y se obtenga una distribución de intensidad sin modulación aparente

A forma de conclusión de la sección, la coherencia espectral permite entender de forma directa la posibilidad relativa de correlacionar luz en una región del espacio a través de las propiedades de los vectores de onda, siendo acotada por el ancho espectral y el tiempo de coherencia. Esto entonces permite evaluar un factor determinístico de coherencia que brinda un concepto elemental para el entendimiento de un proceso estadístico.

Hasta éste punto se ha discutido el concepto de similitud temporal en los vectores de onda, una condición necesaria para desarrollar procesos de superposición ondulatoria, la cual es debida por la naturaleza del tamaño espacial de la onda y la frecuencia de oscilación a la que se propaga. Bajo estas condiciones se define un retardo temporal máximo en el que se puede mediar la separación relativa entre dos vectores de onda y la diferencia de los anchos espectrales para generar las condiciones compatibilidad o **similitud temporal**.

Ésta condición es directa del modelo ondulatorio electromagnético escalar, donde el fenómeno es temporalmente determinista. La propiedad de tiempo de coherencia permite plantear entonces la noción de distancia efectiva de correlación, en un fenómeno ondulatorio donde el comportamiento espacial es aleatorio y estacionario en el tiempo.

Por consiguiente lo que la posibilidad determinista de observar interacción en un particular punto del espacio en cualquier instante no se puede rastrear en el tiempo tanto por el gran número de sucesos que ocurren como la limitación tecnológica de detección a la velocidad de la luz, por lo que se recurre a una medición efectiva de la probabilidad espacial de interacción a través de las intensidades, definiendo entonces bajo una condición determinista la dinámica estocástica de la coherencia espacial de un campo óptico. Para contextualizar la temática se desarrolla en la siguiente sección una discusión sobre la dinámica estocástica de la luz.

1.4 Propiedades de similitud en el espacio

El entendimiento de algunos fenómenos de la luz quedaría incompleto si se limitara a una interpretación determinista. Como se ha mencionado sobre la coherencia espectral, este es un análisis sobre la forma en que la luz se compone a partir de las propiedades de ondas, en el que se entiende más sobre algunas particularidades del campo y que en ocasiones permite olvidar los complejos procesos que hay en la generación de la luz.

La luz que se observa usualmente es una forma efectiva o promedio, cual es el resultado del conjunto de los distintos procesos involucrados en la generación de la luz que fluctúan a altas frecuencias. Por tanto no es muy notorio las diferencias entre periodos extensos de observación, en particular por la baja frecuencia de los fotodetectores convencionales. Esto Permite la posibilidad de proponer modelos deterministas gracias a la alta repetibilidad en las observaciones experimentales de la luz. De forma histórica y por la limitación tecnológica la luz se consideró como un proceso determinista.

La coherencia entonces además de ser relativa es dinámica ya que está completamente relacionada en la forma en la que se constituye la luz. Si los procesos de generación son de naturaleza estadística, entonces las propiedades de este tipo de luz también deberían serlo. El

mundo está compuesto de fluctuaciones por lo que no existe una forma absoluta de entenderlo a profundidad. La luz no es excepción y la coherencia es un resultado probabilístico que se observa a través de las diferentes **realizaciones del ensamble** que contiene los procesos aleatorios de la luz.

1.4.1 Sobre los procesos estocásticos

Muchos de los fenómenos que han sido abordados por las ciencias naturales, han sido estudiados con una interpretación clásica de tipo determinista, que dentro de sus consideraciones expone un comportamiento invariante del objeto de estudio, como consecuencia que los modelos tienen una tasa de repetibilidad alta respecto a la medición del fenómeno y se proponen formas ideales que describen su comportamiento general. Ésta idea plantea que bajo las mismas condiciones en las que se manifiesta un fenómeno, el resultado debe ser idéntico al replicarlo las exactas condiciones en otro momento o lugar.

El tipo de estudio debe ser consecuente a la dinámica del fenómeno y a la escala temporal en que se observa. Entre más grande la escala, se vea el fenómeno con menor cambio, permitiendo plantear las condiciones de mínima fluctuación que definen algunos atributos deterministas: Primero, la dinámica y propiedades del fenómeno no cambia para cualquier momento en que se observa, y segundo, tras alcanzar idénticas condiciones iniciales de sucesos previos reproducen el resultado medido.

Por tanto el fenómeno es invariante y su manifestación dependerá de su entorno inicial. Los cambios en su realización radican en el problema del control de las condiciones iniciales. La idea del determinismo de predecir la evolución de un sistema a partir de las condiciones iniciales, es una impronta de la física clásica, sin embargo, como una de las enseñanzas de la mecánica cuántica el mundo está regido a la escala fundamental en incertidumbre[16].

No obstante, la dinámica del mundo físico es cambiante desde su naturaleza cuántica hasta el mundo macroscópico, por lo que es sólo estadísticamente posible lograr replicar las condiciones exactas de un fenómeno. Por consiguiente el mundo cambia constantemente pero no de forma indefinida. Al no tener control absoluto sobre el conjunto de procesos que afectan las condiciones iniciales del fenómeno de interés, la manifestación fluctúa con cierta naturaleza estadística, que refleja el comportamiento de mayor tendencia y la forma efectiva de sus propiedades. De tal forma que entre menor sea su varianza estadística, mayor carácter determinista adquiere, y contrariamente se torna más estocástico.

La vista del **determinismo** conlleva al entendimiento general del fenómeno que muestra la forma efectiva de un complejo proceso natural, pero falla al intentar explicar otras fenomenologías más dinámicas y diversas. La profunda dinámica cambiante del mundo ha exigido nuevas herramientas basadas en la probabilidad para abordar ese tipo de fenomenologías, no para entender qué se requiere para obtener un suceso, sino cuan probable es de que ocurra y cuan probables es de que cambie.

Las **fluctuaciones** son el conjunto de cambios que no modifican la naturaleza del fenómeno, pero dispersan el grupo de variables asociadas que lo describen, y su resultado asociado. En éste sentido el fenómeno tiene un conjunto de probabilidades de cambio, que puede

abordarse al observar las distintas realizaciones, para componer su naturaleza estadística. En el caso de la dinámica espacial de luz, hay dos categorías de fluctuaciones relevantes: En la generación fotónica y en la interacción con la materia. Ambas definen directamente la naturaleza estadística del campo de ondas, y su impacto se refleja en la medida de coherencia cuando se presenta la superposición de ondas.

Los campos ópticos entonces son un conjunto de **procesos estocásticos** en la dinámica espacial, sobre la cual se puede pensar como un fenómeno polifacético acorde la respuesta de coherencia, planteando dos situaciones principales: Cuando hay un estado mayoritariamente definido (coherencia o incoherencia), o cuando hay un estado "híbrido"de ambas posibilidades (**coherencia parcial**). Cada categoría posee una de tendencia propia para la **probabilidad espacial de correlación**, que caracteriza individualmente el grado de interacción en los tres regímenes de coherencia, cuales son analizados a partir de un mismo análisis de la interacción espacial a través de la interferencia.

El conjunto de realizaciones en el espacio por los fenómenos ópticos satisfacen dos propiedades estadísticas: Es un proceso estacionario en sentido amplio (no hay dependencia en el origen del tiempo en que se miden los sucesos sino en los lapsos) y es un **proceso ergódigo** (el promedio temporal de una sola realización es equivalente al promedio del ensamble). Éstos se pueden entender como: la dinámica óptica no tiene relación con el momento de origen y basta con una medición para representar el promedio de todas las posibilidades. Estas dos propiedades permiten el tratamiento necesario para plantear la naturaleza estadística espacial de la luz. Esta discusión se profundiza matemáticamente durante el capitulo dos del documento.

1.4.2 Sobre la coherencia y la interacción ondulatoria

La **coherencia espacial** se puede entender de forma simple como una medida del grado de interacción ponderada entre uno o varios campos ópticos o entre el mismo campo. Sobre la cual se puede observar tres tipos de interacción: Completa en la coherencia máxima, nula en la coherencia mínima; donde los campos no interactúan ondulatoriamente, y en los casos intermedios existe una interacción parcial de grado ponderado que se manifiesta únicamente en la forma de promedio temporal del campo.

Cuando se mide la interacción entre campos ópticos, usualmente se asume que todos los elementos (cada punto) de un campo comparten la misma coherencia, como en el caso de las fuentes estabilizadas, permitiendo observar cuan relacionado son los campos. Sin embargo todas las fuentes exhiben fluctuaciones en menor o mayor proporción que directamente afectan el grado de coherencia y por tanto cada punto de los campos tiene coherencia relativa local.

Si se retoma el **principio de Huygens-Fresnel**, cualquier campo óptico puede componerse a partir de la superposición de ondas de la misma frecuencia emitidas por un conjunto de radiadores coherentes. En éste caso se asume que todos los radiadores están adecuadamente distribuidos en el espacio, emitiendo en fase y a la misma potencia de interacción dentro de la longitud de coherencia, dando como resultado un campo particular en un plano de observación,

constituido por superposición uniforme de todas las componentes. Por consiguiente esto se puede ver como un caso de coherencia completa, en donde todas las ondas emitidas interactúan independientemente de la distancia o el tamaño del campo, manteniendo las distancias como corrimientos relativos pero a la misma fase de emisión.

En un segundo caso si se considera que cada radiador está en posiciones diferentes, tal que arbitrariamente algunos de estos están a distancias por encima o cercanas a la distancia de coherencia, ¿Cómo serían el campo cercano generado por los radiadores y el campo que se forma en el plano de observación? El resultado dependerá de cuánto estas distancias y redistribución de los radiadores modifiquen la función de coherencia respecto al primer caso. Esto conlleva a la formación de una nueva relación de interacción espacial que define como debe ser la distribución de ponderación de interacción. El campo resultante exhibirá cambios en la distribución de intensidad y en la información espacial que porta, en relación al primer campo generado.

Si dos radiadores emiten al tiempo desde diferentes puntos del espacio a una misma frecuencia, existe un retardo hasta que ambos trenes de ondas coincidan en el espacio. La **interacción estacionaria** ocurre en todo el espacio mientras los radiadores preserven la misma posición, y será constructiva o destructiva dependiendo si los ciclos de fase adicionales son múltiplos del valor de fase en el momento que coincidan en el espacio.[17].

Si esta distancia cambia aleatoriamente con el tiempo, *e.g* luz en un medio atmosférico o en un gas ionizado que emite luz, tal que las diferencias de fase no son constantes en el tiempo y aleatorias, los trenes de onda tendrán diferentes corrimientos de fase y no habrá punto en que coincidan en el tiempo para generar una interferencia estacionaria. Sin embargo ambas emisiones tienen una probabilidad de que en diferentes instantes de tiempo estén en fase o desfase.

Entre más cercano estén los radiadores es más probable que las emisiones coincidan más veces en valores similares próximos en fase. En el caso opuesto si la distancia es mayor, hay mayor probabilidad de que cambie el valor de fase. Por tanto en un mismo punto del espacio, para diferentes instantes de tiempo, se puede encontrar interferencia destructiva, constructiva o superposición incoherente. Si se realiza un promedio en un periodo superior al tiempo de cambio, la medición dará cuenta de la tendencia de la interacción con mayor probabilidad espacial.

Si se expande el ejemplo a n radiadores, en las diferentes emisiones exhibirán regiones en el espacio donde es más probable hallar un valor de fase común y a medida de que se aleje de la región, habrá cambios relativos mayores, que pueda superar incluso la distancia de coherencia. A mayor separación entre un elemento del campo y un punto que se aleja de la distancia de coherencia, menor será su probabilidad espacial de interacción coherente hasta que se torna virtualmente incoherente respecto a ésta posición.

En el caso de la luz blanca la fase se pierde, no porque desaparezca sino que rápidamente se diversifica por las altas fluctuaciones durante los procesos de emisión (donde no hay estabilidad ni emisión controlada) que ocasiona que el mapa global de fase eventualmente se vuelva aleatorio. Éste proceso de emisión puede verse como en el ejemplo anterior donde los emisores atómicos están a distancias aleatorias en todo momento, generando que la

fase inicial del campo tome esencialmente cualquier valor y se preserve espacialmente muy localmente.

Estadísticamente en diferentes momentos un grupo de radiadores, en relación a un punto, pueden estar separados por encima o por debajo de la distancia de coherencia, según el comportamiento del fenómeno de emisión. A partir de la geometría de la fuente y el proceso de excitación atómico, la distancia relativa promedia de todos los radiadores, es en general superior a la distancia de coherencia (por el amplio ancho de banda y separación) generando una respuesta efectiva primariamente incoherente, que varía acorde el principio de fluorescencia, emisión de cuerpo negro o en sistemas de estados sólido [18][19].

En el láser la selección de la frecuencia, la estabilidad del medio de ganancia y emisión controlada, permiten obtener las condiciones suficientes para reducir las fluctuaciones de emisión en gran porcentaje, configurando un tipo de luz que puede portar valores de fase aproximadamente constantes en grandes distancias mientras no se propague a través de medios turbios que ocasionan fluctuaciones espaciales y variación de la respuesta coherente en conjunto a la inclusión de aberraciones.

Esta discusión sobre la coherencia espacial se introduce con mayor profundidad en el desarrollo del capítulo dos con la descripción estadística de la interacción de un campo óptico. Con ésto se concluye la discusión introductoria de la noción de coherencia y la importancia de la fase en la microscopía, que abren el panorama temático que se busca abordar en el documento. En el resto del capitulo se presenta el marco formal académico propuesto para el desarrollo de los objetivos de éste trabajo, y la estructura del documento. A continuación entonces el planteamiento del problema en la sección 1.5.

1.5 Sobre el planteamiento del problema

En las primeras secciones del capítulo introductorio se ha comentado un poco sobre la noción de fase, la microscopía óptica y la coherencia. En estas discusiones se ha presentado la idea de la relevancia de la fase tanto en el entendimiento de un fenómeno físico como en un factor crítico en las capacidades de la microscopía óptica, pero para conocer la fase es necesario el entendimiento de la coherencia, debido a que ésta propiedad gobierna la forma en que interacciona la luz.

Las ciencias biológicas, fisiológicas, metrológicas o médicas han utilizado la microscopía como una herramienta transversal en la observación, análisis y diagnosis de diferentes objetos de estudio, que derivan de las descripciones cualitativas de gran precisión obtenidas en la microscopía, y que facilitan la labor investigativa de estos frentes del conocimiento.

Para la óptica, el espécimen que se analiza se entiende como un medio de interacción con la luz para realizar una representación de la estructura, composición y topografía, a través del tratamiento de la información recogida por un sistema, tanto para la formación de imagen como la descripción superficial o volumétrica del espécimen. Desde ésta perspectiva, el microscopio no se limita a un objeto en particular sino que se especializa en la capacidad de entregar un rendimiento óptico para un rango de especímenes. Por tanto el interés óptico se manifiesta en la creación de un sistema versátil que supere los retos técnicos y físicos, para posibilitar una herramienta para la observación.

El grupo de óptica aplicada de la universidad EAFIT en los últimos dos años ha centrado su desarrollo interno en la materialización de un microscopio óptico. Para éste propósito se han planteado diferentes investigaciones en paralelo, que han ido constituyendo el armazón conceptual de las propiedades y funcionalidad del instrumento. Las investigaciones paralelas han llegado a un punto satisfactorio para la adaptación de métodos que pueden ser incluidos en la microscopía. Por lo tanto la integración de los diferentes resultados obtenidos es el siguiente paso a continuar en la materialización de un prototipo a nivel de laboratorio.

Desde la arquitectura del microscopio, hay dos componentes principales que integran el marco de trabajo: La coherencia a partir de diferentes fuentes de iluminación, y la recuperación interferométrica de fase. Cada componente agrega diferentes capacidades a la funcionalidad básica del instrumento. Sin embargo ésta inclusión trae implícito un conjunto de requerimientos en la compatibilidad, operatividad y complejidad del sistema, dando como necesidad el estudio, diseño y adecuación; a través de las propiedades ópticas y mecánicas, de los sistemas existentes en microscopía para lograr la construcción y evaluación del desempeño del prototipo.

Como fase inicial de éste proceso y como planteamiento en el margen del trabajo de grado, se propone la materialización y evaluación de un prototipo a nivel de laboratorio capaz de realizar funciones de formación de imagen, compensación de aberraciones y detección de objetos de fases utilizando una configuración compatible con diferentes fuentes de iluminación; partiendo de la adecuación, análisis y simulación de las configuraciones comerciales presentes en la microscopía de transmisión; principalmente en la disposición de la iluminación de

Köhler, para ser adaptadas con la base tecnológica disponible en el laboratorio del grupo de investigación.

Para la consecución de los requerimientos de la propuesta, se plantea una metodología enfática en el manejo conceptual de los fenómenos ópticos, la experimentación con los tipos de iluminación, el diseño óptico asistido por software y la elaboración de montajes ópticos. Ésta metodología permite constituir diferentes herramientas en la comparación experimento-simulación, instrumentación de montajes ópticos, evaluación de la calidad y resolución del sistema y medición de objetos de fase desde la interferometría.

1.6 Sobre la justificación y relevancia

En el caso de la microscopía óptica diversas técnicas como la fluorescencia, confocal y contraste de fase han permitido expandir el estudio en estructuras biológicas al observar especímenes traslucidos a través del contraste asistido (tinción y fotoemisividad) y por principios ópticos, logrando resoluciones sublongitud de onda. Muchas de las técnicas involucran extraer el espécimen de su medio y alterarlo para poder observarlo. En el caso de la microscopía de fase éste requerimiento no es necesario, posibilitando el análisis *in-situ* de la estructura biológica en su medio.

Desde el punto de vista académico al disponer de un instrumento versátil con múltiples configuraciones para analizar y observar, posibilita la evaluación de diferentes propiedades físicas y comportamientos no apreciables ante técnicas convencionales. La posibilidad de un estudio integrado en un único sistema elimina la necesidad del traslado, reubicación e incluso la posibilidad de alterar la muestra. Además posibilita un mayor número de estudios individuales o en conjunto utilizando otras configuraciones en el mismo sistema.

Con la construcción del prototipo se espera contribuir al desarrollo interno, a las técnicas de análisis y a la investigación interna del grupo, pero también representa un proceso formativo de mayor nivel en: Destrezas conceptuales en el entendimiento, dominio y aplicación de fenómenos ópticos; habilidades en la proposición y análisis de experimentos; formación de competencias en el diseño y evaluación de sistemas ópticos, al igual que dominio en la instrumentación y adaptación de tecnologías ópticas. Estos atributos contribuyen al proceso formativo y dotan de experiencia al estudiante, y constituyen aptitudes para el desempeño laboral en el desarrollo de tecnologías para la óptica.

Para el grupo de óptica el trabajo representa la continuación y consolidación en la generación de conocimientos aplicables, permitiendo el sostenimiento de las líneas investigativas y abriendo nuevos panoramas para trabajos futuros que retomen y profundice los desarrollos que se logren. De ésta manera también se busca constituir un lazo multidisciplinario a través de la microscopía, en áreas afines a la medicina o biología, logrando un fortalecimiento local o externo en la investigación en conjunto con otros grupos.

1.7 Objetivos académicos propuestos

Para el marco académico se han establecido un conjunto de metas y requerimientos para la consecución de los requisitos institucionales y el cumplimiento del Trabajo de Grado del programa de Ingeniería Física. Estos metas se presentan en las subsecciones: 1.7.1 1.7.2 a través de un **objetivo principal** que engloba el propósito y alcance de este trabajo, y es seguido por los **objetivos específicos** que plantean los alcances y requerimientos intermedios para la consecución de la metodología propuesta.

1.7.1 Objetivo Principal

Adaptar técnicas y métodos ópticos para la construcción de un microscopio prototipo a nivel de laboratorio, evaluando diferentes tipos de iluminación para la medición de objetos de fase y caracterización del sistema óptico.

1.7.2 Objetivos Específicos

- Diseñar a través del software ZEMAX una configuración comercial de microscopio con los elementos disponibles del laboratorio, describiendo las características y propiedades del sistema.
- Adaptar los componentes ópticos del montaje en una configuración funcional, utilizando la base tecnológica disponible, las simulaciones y los criterios de diseño mecánico.
- Integrar las diferentes técnicas de iluminación, polarización y coherencia en un montaje que articule los requerimientos de compatibilidad, logrando la configuración para diversas técnicas de medición.
- Evaluar las propiedades de calidad óptica y la resolución espacial con los diferentes sistemas de iluminación, a través del cálculo computacional del sistema y el análisis experimental.
- Medir las variaciones de fase en presencia de un objeto traslucido utilizando los montajes desarrollados con diferentes tipos de iluminación.
- Interpretar el comportamiento de la fase a través de técnicas interferométricas para la caracterización de la fase del sistema y las variaciones generadas por la presencia de objetos de fase.

1.8 La estructura del documento

Para la presentación del manuscrito técnico del trabajo a través del presente documento, se pensó en generar un documento diseñado no solo para entregar los resultados de la investigación, sino para generar un documento de referencias conceptuales que abarcase todas las líneas temáticas involucradas en la consecución del trabajo de una forma no tan expedita como en un formato *handbook* o en una reseña técnica.

El propósito del documento se define con la intensión de indagar y presentar los conceptos claves desde un planteamiento matemático, su interpretación física hasta las discusiones asociadas de una forma conjunta y lo más completa posible, como una estrategia para el fortalecimiento del aprendizaje adquirido y la posibilidad de que cualquier persona interesada en la temática retome el manuscrito en un lenguaje más familiar en el que encuentre múltiples temáticas integradas autosuficientes que le permita un entendimiento elemental, consecutivo y no fraccionado de los conceptos claves para el entendimiento del trabajo.

La estructura del documento se establece a partir de cinco capítulos que se categorizan como módulo introductorio, módulo temático, módulo descriptivo y módulo de conclusión. El primer capítulo esta definido como el único módulo introductorio para ambientar la temática de fase, microscopía y coherencia a través de discusiones generales sin componentes matemáticos.

Un módulo temático del manuscrito se organiza secuencialmente por secciones consecutivas, que abordan un eje principal conceptual, que se estructura en una primera etapa teórica explicativa y matemática, que va constituyendo el marco conceptual para abordar una etapa de análisis experimental al final del módulo. En éste se establece unos resultados preliminares del trabajo y se proyecta a un nuevo módulo temático.

El segundo capítulo es el primer módulo temático que está orientado a la discusión de la estadística de la coherencia y las técnicas de medición interferométrica. Este capítulo tiene como objetivo presentar los desarrollos de los sistemas de iluminación que se incluyen en el microscopio a través de su caracterización y funcionalidad.

El tercer capítulo es el último módulo temático y tiene como finalidad ensamblar las etapas de iluminación y formación de imagen con base en los resultados del capítulo dos. El capítulo entrega en un segundo espacio las técnicas de evaluación de sistemas ópticos y culmina el marco conceptual con la descripción de la óptica geométrica.

Con la conclusión conceptual se inicia la presentación de los conceptos propuestos para el desarrollo del microscopio desde la etapa operativa hasta la etapa de diseño, formando las bases de lo que se proyecta como el primer prototipo operacional los resultados del capítulo en la configuración de sistemas ópticos para estructurar el microscopio.

El cuarto capítulo es el único módulo descriptivo que está orientado a abordar los resultados experimentales del primer prototipo de microscopio a través de la presentación de imágenes de la implementación, observación experimental en microscopía y la discusión de la evaluación del rendimiento y limitaciones ópticas del sistema. Éstos resultados proyectan el funcionamiento conjunto de los sistemas y configuraciones propuestos en los capítulos anterio-

res. En el capítulo no se integra un marco conceptual propio y el lenguaje es elementalmente explicativo.

El quinto capítulo es el único módulo de conclusión que está orientado a describir los resultados principales del capítulo cuatro y retomar los resultados preliminares vistos en el capítulo dos. La discusión se construye a través de la evaluación de la calidad óptica en resolución junto a la calidad de imagen, generando una propuesta de causas y factores de mejora para la implementación.

Adicionalmente se retoman los resultados intermedios de los capítulos previos para contrastar el funcionamiento general y establecer un nuevo conjunto de metas extraordinarias al marco académico para mejorar el sistema. Finalmente se realiza un rastreo del cumplimiento de los objetivos propuestos y se da clausura al documento. Un esquema de la distribución propuesta de contenidos se presenta en la figura 1.1.

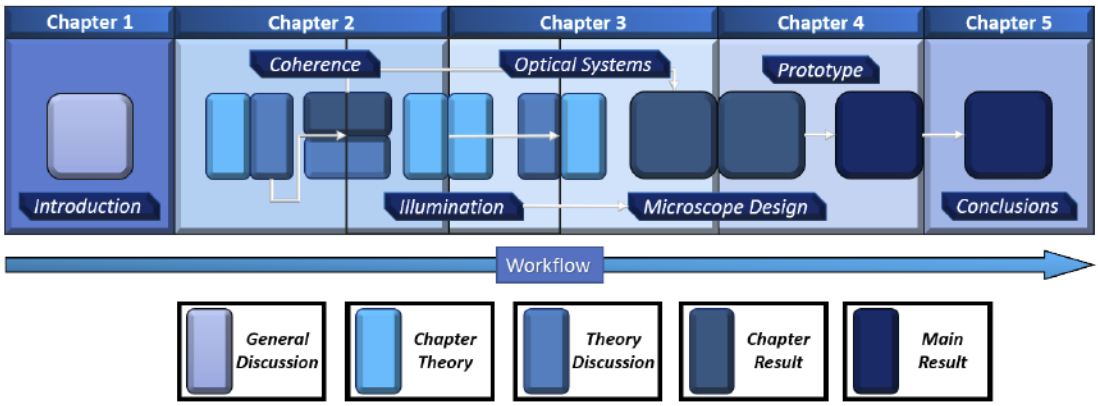


Figura 1.1: Estructura del documento.

El rigor matemático no se busca dejar de lado por lo que muchas de las secciones están apoyadas por un selecto conjunto de ecuaciones que representan el tema y sobre las cuales se realizan discusiones para su entendimiento o consideraciones del modelo. También en secciones especificas se busca plantear cortos desarrollos algebraicos para describir el origen del modelo y los conceptos iniciales que lo conciben.

El documento incorpora un conjunto amplio de imágenes esquemáticas, fotografías, gráficos y figuras que buscan facilitar y presentar los conceptos textuales que se desarrollan o plantear un resultado del cual se aborda con mayor profundidad, componiendo un conjunto adecuado de recursos visuales que apoyan el uso y lectura del manuscrito.

Desde la parte de funcionalidad adicional del documento, las capacidades del motor de escritura LaTeX permiten incorporar referencias cruzadas internas del documento para rastrear los contenidos, glosario, ecuaciones, secciones y referencias con vínculos internos o de material adicional no incluido.

En el texto aparecen los vínculos como texto de diferentes colores tal que rojo se define para las referencias de información, azul claro para los vínculos internos del documento, azul oscuro para recursos web y verde para catálogos de proveedores. Ésta funcionalidad sólo está disponible en la versión digital del manuscrito.

Referencias del Capítulo 1

[1] *Optics Reference*. j-review ed. Lambda Research. Littleton, MA01460, j-review ed., 2005. Capítulo 2: Fundamentals, págs. 49-50.

[2] E. Hecht. *Optics*. Addison Wesley, 4th ed., 2002. Capítulo 3: Electromagnetic Theory, phonons and light, págs. 66-68. ISBN: 0-321-18878-0.

[3] S. Haack. *Philosophy of Logics*. Cambridge University Press, 10th reprint ed., 1978. Capítulo 7: Theories of Truth, págs. 86-90. ISBN: 0-521-29329-4.

[4] J. Lesher. On aristotelean epistêmê as 'understanding'. *Ancient Philosophy*, 21:45-55, 2001.

[5] P. Gregorić y F. Grgić. Aristotle's notion of experience. no-submitted, Zagreb,Croatia. URL: www.pavel-gregoric.info.

[6] Basics of Light Microscopy Imaging and Imaging and Microscopy. 2008. Capítulo : Contrast and Microscopy, págs. 23-26.

[7] H. G. Kapitza. Microscopy from the very beginning. S. Lichtenberg, edicíon. 1997, págs. 7-8.

[8] F. Zernike. Phase contrast, a new method for the microscopic observation of transparent objects. *Physica*, 9(7):686-698, 1942. DOI: 10.1016/S0031-8914(42)80035-X.

[9] M. Minsky. Microscopy apparatus. Patent (US 3013467) (US). 1961.

[10] W. Lang. Nomarski differential interference-contrast microscopy. *Zeiss Information*, 16(70):114-120, 1968.

[11] J. Porter, ed. Adaptive Optics for Vision Science. Introduction. Principles, Practices, Design, and Applications. Ed. por H. M. Queener. Ed. por J. E. Lin. Ed. por K. Thorn. .Part. I. John Wiley y Sons, 2006. Capítulo 1: Development of Adaptive Optics in Vision Science, págs. 6-11. ISBN: 0-471-67941-0.

[12] C. Roychoudhuri, ed. Tutorial texts in optical engineering. Fundamentals of Photonics. Vol. TT79. SPIE Press, Bellingham, Wash, 2008. Capítulo 1.1: Nature and Properties of Light, págs. 9-18. ISBN: 0-819-47128-3.

[13] M. Bass, ed. Handbook of Optics. Introduction. Ed. por E. W. V. Stryland. Ed. por D. R. Williams. Ed. por W. L. e. 2nd ed. Vol. Vol. I.Part. II. John Wiley & Sons, 2nd ed., 1995. Capítulo 4: Coherence Theory, págs. 4.1-4.4. ISBN: 0-07-047740-7.

[14] A. Al-Azzawi. *Light and Optics: Principles and Practices*. CRC PRESS, 1978. Capítulo 4: Light Production, págs. 53-66. ISBN: 978-0-8493-8317-4.

[15] M. Csele. *Fundamentals of Light Sources and Laser*. John Wiley & Sons, 2004. Capítulo 1: Light and Blackbody Emission, págs. 1-17. ISBN: 0-471-47660-9.

[16] W. Heisenberg. Über den anschaulichen inhalt der quantentheoretischen kinematik und mechanik. *Zeitschrift für Physik*, 43(3–4):172-198, 1927. DOI: 10.1007/BF01397280.

[17] F. P. Carlson. *Fundamentals of Light Sources and Laser*. Academic Press, 1977. Capítulo 7: Interferometry, págs. 129-131. ISBN: 0-12-160050-5.

[18] T. Jüstel. Incoherent light sources. Course Notes of Masterstudium Applied Chemistry und Photonik - FH Münster, Münster,Germany. URL: https://www.fh-muenster.de/ciw/personal/professoren/juestel/inkohaerentelichtquellen.php.

[19] R. G. Hunsperger. *Integrated Optics. Theory and Technology*. Springer, 6th ed., 2009. Capítulo 11: Basic Principles of Light Emission in Semiconductors, págs. 221-231. ISBN: 978-0-387-89774-5.

CAPÍTULO

2

ANÁLISIS ESTADÍSTICO DE LA LUZ

2.1 Los procesos estocásticos y correlación 51
2.2 Sobre las señales analíticas. 58
2.3 Fluctuaciones espaciales del campo 66
2.4 Coherencia dinámica de campos ópticos 76
2.5 Conclusión del capítulo 127

Objetivos del Capítulo

- Describir los procesos estocásticos.
- Analizar las propiedades estadísticas.
- Discutir las funciones de coherencia.
- Plantear los sistemas de iluminación.
- Presentar la autocoherencia experimental.

Palabras Clave

- **Probabilidad espacial**
- **Correlación cruzada**
- **Funciones de coherencia**
- **Coherencia parcial**

Éste capítulo presenta un análisis teórico de las propiedades de la coherencia vista desde la interpretación estadística de la luz como un fenómeno aleatorio, que satisface unas propiedades estacionarias y de ergodicidad para construir la base estadística de las funciones de correlación, utilizando el formalismo matemático necesario para construir los elementos necesarios para las consideraciones que se desarrollan en las secciones subsiguientes.

El capítulo inicia con las definiciones de los procesos estocásticos, también conocidos como procesos aleatorios, en donde se analiza la naturaleza de la probabilidad de un evento o

medición a partir de operaciones de correlación, para categorizar los procesos estacionarios y ergódigos.

Posteriormente se presenta la formulación de una potente herramienta de señales temporales definida como la señal analítica, utilizada en la representación de señales reales para caracterizar el problema del par amplitud-fase instantánea. La formulación guarda la potente representación compleja de señales que es de gran utilidad en la representación de las funciones de correlación.

Con el planteamiento de los fundamentos teóricos matemáticos, se introduce el análisis físico e la coherencia de campos ópticos a partir de las formulaciones de H.H. Hopkins en el que se describe las interacciones de campos complejos a partir de las intensidades promedio, que son el resultado de las realizaciones promedio de un conjunto de procesos aleatorios.

El análisis conlleva a la construcción de las funciones de correlación de intensidades: auto-coherencia y coherencia mutua, que forman la base del estudio de los procesos estacionarios de segundo orden medibles en los campos ópticos. La formulación entrega las herramientas conceptuales para el desarrollo experimental y caracterización de los niveles relativos de coherencia de fuentes cuasimonocromáticas que se proponen como fuentes no convencionales en la implementación del prototipo de microscopio, en la posibilidad de expandir y crear técnicas derivadas de la coherencia.

En las últimas secciones se presenta el conjunto de análisis, experimentos y conclusiones en la caracterización de una fuente parcialmente correlacionada de origen incoherente y una fuente parcialmente descorrelacionada de origen coherente. Con el estudio de estas características se evalúa la capacidad que tienen las fuentes de iluminación para exhibir: efectos ondulatorios en la formación de imagen, en la capacidad de modulación difractiva y recuperación interferométrica de fase. Resultados que serán discutidos a partir de las discusiones de las propiedades estadísticas del campo que se ven al comienzo del capítulo, variación y esparcimiento espacial y respuesta promedio.

Con éste capítulo se tiene como objetivo el desarrollo conceptual necesario para abordar los fundamentos clásicos de la manifestación de la coherencia, que son fundamentales para entender las propiedades de las diferentes fuentes de iluminación y por ende los efectos asociados a la formación de imagen en los sistemas ópticos y en la modulación de fase. Estos fenómenos serán evaluados a partir de las mediciones experimentales de las correlaciones y manifestaciones de intensidad registradas. Con éste capítulo se pretende abordar y entender de las una etapas críticas más en la microscopía, la iluminación, desde una aproximación elemental desde la estadística. Éstos resultados y discusiones serán introductorios al análisis sobre los efectos de la coherencia en la resolución y formación de imagen en los sistemas de microscopía en el capítulo tres.

El procesos de formación de imagen se intuye entonces como el proceso de superposición ponderado de todas las componentes espaciales del campo óptico. De tal forma que las frecuencias que se pueden portar serán función del grado de coherencia en cada punto del espacio, cual es descrita por la función de coherencia identificando los puntos con una definida tendencia de correlación espacial.

2.1 Los procesos estocásticos y correlación

En experimento se reúne un conjunto finito de variables que producen un resultado al momento de la medición, tales como temperatura, presión, intensidad o velocidad, que en un instante de tiempo tienen valores diferentes que afectan un sistema, el cual responde particularmente a esas condiciones generando un resultado asociado medible.

Esta medición es descrita por una función de muestra que define la forma matemática de esa medición. Cada resultado de ese sistema se define, en la terminología estadística, como una **realización** del conjunto de todas las posibles manifestaciones del experimento. Donde este conjunto es llamado el **ensamble** del fenómeno. Diferentes mediciones entonces generan diversas funciones de muestra acorde la evolución del fenómeno con las condiciones de la medición[20][21][22]. El ensamble entonces se puede definir como

$$X(t) = \left\{ x(t)^{(1)}, x(t)^{(2)} \dots x(t)^{(N)} \right\}, \tag{2.1}$$

donde $X(t)$ es el ensamble de realizaciones. El valor esperado del ensamble define la manifestación probabilística de todas las posibles formas del conjunto de variables del experimento, entregando una función de muestra promedio que reúne todas las propiedades presentes en el ensamble, es decir que el valor esperado de todo el conjunto define la tendencia principal del fenómeno y define una función de medición con mayor probabilidad de ocurrencia. Ésta se define

$$X(t) = \lim_{N\to\infty} \frac{1}{N} \sum_{r=1}^{N} x(t)^{(r)} = \int x(t) P[x(t)]\, \mathrm{d}x, \tag{2.2}$$

donde $P[x(t)]$ es la **densidad de probabilidad** de la medición. Esta definición y las propiedades contenidas en toda la sección 2.1 son tomadas de la teoría estadística abordada en el libro de Leonard Mandel y Emil Wolf de *Coherencia óptica y óptica cuántica*, referenciados en [23]. La función de muestra describe en la medición la dinámica del conjunto de variables que componen el proceso aleatorio. Si la función de muestra $z(t)$ es compleja, entonces su descripción se realiza a través de dos funciones reales en la relación

$$z(t) = x(t) + i y(t) \quad | \quad x(t), y(t) \in \mathbb{R}. \tag{2.3}$$

Su función de probabilidad dependerá entonces de las dos funciones reales, por tanto su valor esperado será

$$Z(t) = \int z(t) P[z(t)]\, \mathrm{d}z^2 = X(t) Y(t) = \int z P[x(t), y(t)]\, \mathrm{d}z^2, \tag{2.4}$$

donde $P[X(t), Y(t)]$ es la **probabilidad conjunta** de las funciones de muestra del proceso $z(t)$. La probabilidad conjunta define como la relación entre las densidades de probabilidad de los n-ésimos procesos aleatorios que componen un proceso dependiente. La relación probabilística dependerá de la independencia o dependencia de los n procesos; bien como el producto de las densidades individuales o el producto de la n-ésima **probabilidad condicionada**

con las densidades individuales, planteando una función a tramos de la forma

$$P[Z(t)] = \begin{cases} P[X(t)]P[Y(t)] & | \quad X(t) \perp\!\!\!\perp Y(t) \\ P[Y(t)]P(X|Y,t) & | \quad X(t) \not\perp\!\!\!\perp Y(t). \end{cases} \tag{2.5}$$

La relación de probabilidades entre n elementos de un mismo ensamble, define la **función de autocorrelación** del n-ésimo orden. Sea x_2 la función de muestra en el tiempo t_2 y x_1 la función en el tiempo t_1 de un proceso $x(t)$. La **probabilidad conjunta** de segundo orden entre estas funciones se define

$$P_2[x_2(t_2);x_1(t_1)] = P_2(x_2,t_2;x_1,t_1). \tag{2.6}$$

Para el caso particular se asume que las densidades de probabilidad entre eventos son estadísticamente independientes. La autocorrelación de $x(t)$ en los tiempos de medida t_2 y t_1 se define como

$$\Gamma(t_2,t_1) \equiv \langle x(t_2)x(t_1)\rangle = \int x_2 x_1 P_2(x_2,t_2;x_1,t_1)\mathrm{d}x_2\mathrm{d}x_1. \tag{2.7}$$

Nótese que la relación de probabilidad satisface

$$\int P_2(x_2,t_2;x_1,t_1)\ dx_2 = P_1(x_1,t_2), \tag{2.8}$$

indicando que en las probabilidades conjuntas de orden mayor entre los miembros del mismo ensamble hay información contenida de las probabilidades conjuntas precedentes. En éste caso la probabilidad conjunta de segundo orden da como resultado a la densidad de probabilidad de la primera relación. Por consiguiente hay una jerarquía infinita de densidades de probabilidad que contiene más información que las densidades previas, estableciendo que para n probabilidades conjuntas

$$\begin{aligned} &\int P_n(x_n,t_n;x_{n-1},t_{t-1};\ldots;x_1,t_1)\mathrm{d}x_{k+1}\mathrm{d}x_n \\ &= \quad P_k(x_k,t_k;x_{k-1},t_{k-1};\ldots;x_1,t_1) \quad | \quad k<n. \end{aligned} \tag{2.9}$$

En el caso de la autocorrelación $x(t)$ de n-ésimo orden se define como

$$\Gamma(t_n,\ldots,t_1) \equiv \langle x(t_n)\ldots x(t_1)\rangle = \int x_n\ldots x_1 P_n(x_n,t_n;\ldots;x_1,t_1)\mathrm{d}x_n\ldots\mathrm{d}x_1. \tag{2.10}$$

Con el desarrollo anterior se ha planteado una de las operaciones importantes en el análisis estadístico estocástico, la operación de autocorrelación de n-ésimo orden del fenómeno. Para el análisis de la luz, se define el orden de interés hasta el segundo orden por motivos que serán más claros con el significado físico de ésta operación.

La autocorrelación como se ha definido es el equivalente a la suma de los productos de las probabilidades individuales de todos los elementos del ensamble, a lo que se puede

interpretar como una proyección matemática ponderada del espacio de probabilidad del fenómeno, que constituye la **densidad efectiva de probabilidad**, determinando cuál es la realización con mayor tendencia de manifestación para ese fenómeno, a partir de sucesos previos que indican la viabilidad de ocurrencia de cada evento particular.

Entre más información de los eventos en el tiempo se incluya se constituye una función esperada de n orden cada vez más definida, que describa mejor, no un evento en particular sino el comportamiento dominante del fenómeno bajo todas las condiciones a las que haya sido sometido y medido el fenómeno. Una ventaja de esto es que con la información de eventos pasados se puede pronosticar la **ocurrencia efectiva** de otra realización, pero no permite identificar las probabilidades individuales en un tiempo particular sino la tendencia general.

Para el análisis de las propiedades de la luz, la autocorrelación se utiliza para analizar el comportamiento de interacción con mayor tendencia en el espacio, evaluando la densidad de probabilidad espacial de las interacciones en un mismo el conjunto de eventos, noción que será más clara con la introducción de las funciones de coherencia. Para aplicar la base matemática de la autocorrelación en la luz, se procede a discutir unas propiedades importantes que definen una categoría particular de ésta clase de procesos aleatorios.

2.1.1 Procesos estocásticos estacionarios en sentido amplio

Un proceso aleatorio $x(t)$ cumple la propiedad de invariancia de valor esperado si la media del ensamble del proceso es igual al promedio del conjunto de otras funciones de muestra, del mismo proceso, en un intervalo de tiempo diferente al original, es decir que la tendencia general del fenómeno se preserva mientras las variaciones individuales de las realizaciones en el tiempo se mantengan todas en el mismo margen de variación. Cuando se analiza desde los promedios temporales individuales, indican una tendencia de variación temporal constante y de promedio común.

Esto es posible si la probabilidad conjunta entre sus miembros no cambia en el momento de la medición en un tiempo adicional. Si la probabilidad no cambia en otro intervalo entonces la correlación es invariante, definiendo

$$\begin{aligned} \because \quad & P_n(x_n,t_n;\ldots;x_1,t_1) = P_n(x_n,t_n+T;\ldots;x_1,t_1+T) \\ \therefore \quad & x(t_n)\ldots x(t_1) = x(t_n+T)\ldots x(t_1+T). \end{aligned} \tag{2.11}$$

Por consiguiente el proceso $x(t)$ se dice que es **estacionario** si su probabilidad conjunta no varía para cualquier valor de tiempo. Ésta propiedad permite seleccionar valores apropiados de intervalos para simplificar la relación de probabilidad. Por ejemplo si se define el valor de tiempo arbitrario $T = -t_1$ en la realización $x_1(t_1)$, entonces

$$P_n[x_n(t_n),\ldots,x_1(t_1)] = P_n[x_n(t_n-t_1),\ldots,x_1(0)] = P_n[x_n(\Delta t_n),\ldots,x_1(0)]. \tag{2.12}$$

Si el proceso es estacionario la probabilidad conjunta puede ser expresada en función de los cambios relativos de tiempo de medición para los $n-1$ elementos del ensamble. Por su parte

la correlación también se logra expresar únicamente en términos de los cambios relativos de los argumentos temporales con los que se referencia las realizaciones, por ejemplo:

$$\begin{aligned}&\Gamma(t_2,t_1)\equiv x(t_2)x(t_1)\\&=\int x_2x_1P_2(x_2,t_2;x_1,t_1)\mathrm{d}x_2\mathrm{d}x_1=x(\Delta t)x(0)=\Gamma(\Delta t)\quad|\quad T=-t_1.\end{aligned}\tag{2.13}$$

La autocorrelación en éste caso de orden n se puede presentar como

$$\Gamma^{(n)}(t_n,\ldots,t_1)\equiv x(t_n),\ldots,x(t_1)=x(\Delta t_n),\ldots,x(\Delta t_1)\quad|\quad \Delta t_n=t_n+T.\tag{2.14}$$

Una propiedad de la correlación es que el orden de sus argumentos no son conmutables, satisfaciendo

$$\Gamma(t_1,t_2)=\ \Gamma(t_2,-t_1).\tag{2.15}$$

Con la propiedad estacionaria del fenómeno, es posible relacionar la función de autocorrelación en relación al valor medio en el tiempo, como se presenta a continuación. El promedio temporal a tiempo infinito de la realización k de un proceso estacionario $z(t)$ se define como

$$\overline{z(t)^{(k)}}=\lim_{N\to\infty}\frac{1}{T}\int_{t-T/2}^{t+T/2}z\left(t'\right)^{(k)}\mathrm{d}t'\quad|\quad t'=t+T.\tag{2.16}$$

El promedio estacionario de la realización no depende del corrimiento temporal $t+T$ pero dependerá propiamente de la función $z(t)^{(k)}$ que describe la realización del proceso.
A pesar de que el valor del ensamble es invariante ante los cambios temporales, la media individual de cada realización no es igual entre sí ni al promedio del ensamble, por consiguiente la relación de estadísticamente estacionario, anteriormente definida, es una relación de tipo débil, ya que representa la invariancia al grado global del proceso aleatorio mientras todavía hay variación en cada manifestación, particularmente en el promedio individual.

Una estrategia para representar el proceso aleatorio estacionario es con la **representación multitiempo**, que permite plantearlo como la relación de dos procesos aleatorios diferentes

$$z(t)^{(k)}=z^*(t)^{(k)}z(t+T)^{(k)},\tag{2.17}$$

La representación multitiempo ve una primera parte del proceso ($z^*(t)^{(k)}$) que es de naturaleza compleja que no tiene desplazamiento en el tiempo. La segunda parte es un nuevo proceso aleatorio visto como la forma desplazada en el tiempo del proceso original. Si se promedia el ensamble de z(t) en esta representación se obtiene

$$Z(t)=Z^*(t)Z(t+T)=\Gamma(t,t+T),\tag{2.18}$$

conllevando directamente a la forma de correlación de segundo orden. Ésta forma de representar el valor esperado del proceso tiene una gran relevancia ya que hereda ciertas

propiedades algebraicas que se discutirán posteriormente. Además la forma de promedio multitiempo permite ver también como el valor esperado del proceso es el resultado de la correlación de otros procesos.

2.1.2 Procesos estocásticos estacionarios ergódigos

La **ergodicidad** es otra de las propiedades que se puede atribuir a un proceso aleatorio respecto a las fluctuaciones en las realizaciones de su ensamble. Un proceso $z(t)$ es ergódigo si satisface que el valor esperado de la varianza del **promedio temporal** en T para cada realización k es igual a cero. Sea $[z(t)^{(k)}]_T$ el valor de la media en un periodo, cuya definición será

$$\left[z(t)^{(k)}\right]_T = \frac{1}{T}\int_{t-T/2}^{t+T/2} z\left(t'\right)^{(k)} dt'. \tag{2.19}$$

Por lo tanto el valor esperado de su varianza será entonces

$$\left\langle \Delta\left[z(t)^{(k)}\right]_T \right\rangle^2 \equiv \left|\left[z(t)^{(k)}\right]_T - \langle Z\rangle\right|^2, \tag{2.20}$$

Es demostrable que la expresión se simplifica considerando la representación multitiempo y el soporte compacto del promedio, definiendo

$$\left\langle \Delta\left[z(t)^{(k)}\right]_T \right\rangle^2 = \frac{1}{T}\int_{-\infty}^{\infty} |\Gamma(\tau) - \langle Z\rangle|^2 \mathrm{d}\tau = \lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_{-T}^{T} |\Gamma(\tau) - Z|^2 \mathrm{d}\tau = \langle Z\rangle, \tag{2.21}$$

donde $|\Gamma(\tau) - \langle Z\rangle|^2$ es una **función de cuadrado integrable**. Para que la función logre ser de cuadrado integrable, la función no debe crecer en el infinito. Si se analiza la función de correlación $\Gamma(\tau)$, ésta representa el valor esperado para el conjunto de realizaciones generado en τ instantes respecto al tiempo original. Por consiguiente si se observa

$$\lim_{\tau\to\infty} |\Gamma(\tau) - \langle Z\rangle|^2; \tag{2.22}$$

El valor esperado para cualquier valor de tiempo desplazado hacia el tiempo infinito, logra satisfacer que $|\Gamma(\tau) - \langle Z\rangle|^2$ es una función de cuadrado integrable si y sólo si no hay diferencia entre el valor esperado de las realizaciones en cualquier tiempo τ y el valor esperado del ensamble $\langle Z\rangle$; tiempo original. Por consiguiente

$$\left\langle \Delta\left[z(t)^{(k)}\right]_T \right\rangle^2 = \begin{cases} \langle Z\rangle & | \quad \lim_{\tau\to\infty} |\Gamma(\tau) - \langle Z\rangle|^2 = 0 \\ \infty & | \quad \lim_{\tau\to\infty} |\Gamma(\tau) - \langle Z\rangle|^2 \neq 0. \end{cases} \tag{2.23}$$

Acorde lo planteado anteriormente la condición de ergodicidad se aplica para cualquier proceso aleatorio cuya medición en un tiempo relativo arbitrario genere un valor esperado idéntico al valor esperado de todo el ensamble del proceso. Éste resultado tiene como connotación dos

propiedades relevantes: Primero cada realización promedio del proceso es idéntica entre sí y segundo basta con realizar una sola medición para representar completamente el valor esperado del ensamble.

Otra propiedad estacionaria puede plantearse para los procesos estocásticos cuyo valor esperado del ensamble sea cero. Por tanto si satisface la condición de ergodicidad en una medida promedio en cualquier momento será cero. Definiendo el **proceso de media cero**.

Esto tiene como connotación que el proceso es tanto en sentido débil como **estrictamente estacionario**. Por consiguiente no hay fluctuación promedio para todas las realizaciones, por ende su varianza también es cero, permitiendo la independencia del origen del tiempo del proceso, tal que el inicio se puede tomar arbitrariamente. Ejemplo de éste tipo de proceso está en la señal aleatoria de telégrafo, también conocido como ruido biestable en los semiconductores.

La capacidad del fenómeno de ser estacionario describe la posibilidad de un comportamiento relativo al tiempo manteniendo las mismas propiedades efectivas constantes, que permite la selección arbitraria del momento de medición. La forma de sentido amplio limita la observación a la tendencia global promedio, puesto que no se satisface un comportamiento individual idéntico entre las manifestaciones ocasionando que no se generalice una misma dinámica instantánea y promediada. La posibilidad de estadísticamente estacionario en sentido amplio, conlleva a la posibilidad de la ergodicidad.

La ergodicidad se presenta entonces como una manifestación de la dinámica del cambio del fenómeno, donde éste preserva una probabilidad global que gobierna el fenómeno para cualquier instante de tiempo. Si bien ninguna realización se comporta exactamente igual todas tienen una misma tendencia en periodos extensos de tiempo, en donde se exhibe una dinámica constante en el comportamiento del fenómeno y no dependen en ningún momento ni de un evento en particular para realizarse ni de algún valor arbitrario de tiempo, como se observa en el decaimiento de las correlaciones temporales de los eventos que indican la independencia estadística temporal. Todo tiende a la forma efectiva del fenómeno.

La posibilidad de preservar la misma estadística en el tiempo es consecuencia de los factores, condiciones y naturaleza física del fenómeno. Si bien el comportamiento individual de las realizaciones es elementalmente aleatorio, existe una tendencia definida en la respuesta promedio temporal que se puede medir, y describe la tendencia general y en estado estacionario del fenómeno.

Si existe dependencia en el tiempo, la tasa de variación del fenómeno sería dinámica por lo que ocasionaría una dependencia en la consecución y número de eventos, conllevando a una evolución de la densidad de probabilidad general no unitaria, transformando incluso el fenómeno original en otro tipo de proceso, dejando de ser aleatorio.

Hasta éste punto se han definido dos propiedades estadísticas elementales de un fenómeno estocástico: ser estacionario en sentido amplio (o débil) y cumplir la condición de ergodicidad. Éstas propiedades permiten desde el experimento la posibilidad de una medición en un momento arbitrario de tiempo y la capacidad de evaluar la tendencia general del comportamiento en tiempo infinito de todo el fenómeno con la medición promedio de cualquier realización.

La dinámica de la luz exhibe estas propiedades, planteando que la naturaleza del campo es invariante en el tiempo pero que evoluciona espacialmente acorde a los procesos de interacción como de generación de luz. La coherencia elemental de la luz será un factor de mayor dependencia en la generación del campo debido al grado de fluctuaciones en todo el campo y a la frecuencia de variación de cada fluctuación, propia de cada principio de generación de luz.

Para finalizar las bases matemáticas del fenómeno estocástico, se presenta a continuación una lista de algunas de las propiedades de las funciones de correlación:

2.1.3 Propiedades de las funciones de correlación

- $\Gamma(0) \geq 0$ — *El máximo de correlación ocurre en* $\tau \to 0$.
- $\Gamma(\tau) = \Gamma^*(\tau)$ — *Hermiticidad de un proceso complejo*
- $|\Gamma(\tau)| \leq \Gamma(0)$ — *El Máximo valor del módulo es unitario.*
- $\Gamma(\tau) \longrightarrow \iint_{t_1}^{t_2} f^*(t) f(t') \Gamma(t'-t) \mathrm{d}t \mathrm{d}t' \geq 0$ — *La correlación es una función positivo.*
- $\det \Gamma_{ij} \geq 0; \quad \Gamma(t_j - t_i) \equiv \Gamma_{ij}$ — *El determinante de la correlación es positivo.*
- $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}[z(t)] \quad \exists \quad | \quad \Gamma_z(\tau) = -\Gamma_z(\tau)$ — *La derivada existe si su autocorrelación existe.*
- $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}[z(t)] \quad \exists \quad | \quad \left\langle z^*(t)\xi(t+\tau)\right\rangle = \Gamma_z^{\cdot}(t)$ — *La derivada existe si hay correlación cruzada.*
- $\gamma(\tau) = \frac{\Gamma(\tau)}{\Gamma(0)}$ — *La norma satisface el teorema de Bochner.*
- $\forall \quad \tau \in \mathbb{R} \quad \exists \quad \Gamma(\tau)$ — *La correlación es una función continua.*
- $s(w) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\tau) e^{iw\tau} \mathrm{d}\tau$ — *Densisdad espectral - T. Wiener-Khintchine*

En la sección anterior se analizaron algunas de las propiedades estadísticas de los procesos estocásticos, centrándose en las propiedades de las correlaciones. El motivo de éste análisis se debe a que la luz es un fenómeno aleatorio, donde cada punto del campo es un fenómeno independiente pero exhiben capacidades globales de interacción medibles en una respuesta efectiva o de promedio temporal a través de las intensidades, las cuales son operaciones de correlación de segundo orden.

Éste tipo de correlaciones satisfacen el criterio de ser una señal analítica, definición que será de utilidad para plantear algunas propiedades que son matemáticamente relevantes para construir operadores como las transformadas de Fourier y la respuesta truncada efectiva en el tiempo de estas funciones. Estas construcciones matemáticas toman relevancia física para enmarcar la teoría y análisis del modelo de correlaciones parciales, el cual es concepto importante en las discusiones y conjeturas propuestas durante éste capítulo. Para dar inicio a la discusión se desarrolla en las siguientes secciones el marco matemático en el que satisfacen las propiedades de correlación.

2.2 Sobre las señales analíticas.

El concepto de las **señales analíticas**[24] fue propuesto en 1946, por el premio nobel por la holografía, Dennis Gabor, en su estudio sobre *"La teoría de la comunicación"*. Gabor motivado por la mecánica cuántica, propuso una interpretación de la relación entre las señales en el tiempo y la representación frecuencial. Ésta representación toma el potencial de la forma compleja de las señales armónicas para construir una cuadratura de la señal de entrada en términos de vectores rotacionales. Para aclarar el concepto consideremos la representación compleja de las funciones armónicas

$$\cos(\omega t) = \frac{1}{2}\left(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}\right); \quad \sin(\omega t) = \frac{1}{2i}\left(e^{i\omega t} - e^{-i\omega t}\right); \tag{2.24}$$

Con la definición, las funciones armónicas dependen de dos vectores complejos que rotan en sentido opuesto. La segunda representación se define a través de la fórmula de Euler

$$\cos(\omega t) = \mathbb{R}\left\{e^{i\omega t}\right\}; \quad \sin(\omega t) = -\mathbb{R}\left\{ie^{i\omega t}\right\}. \tag{2.25}$$

Las funciones armónicas son remplazadas por un solo vector rotacional que relaciona ambas funciones, tal que la primera función es una representación de la segunda función con un desfase particular. No limitado al caso de señales periódicas, Gabor expande al concepto a lo que definiría como la señal analítica compleja. Ésta es una representación de una señal real que fluctúa en tiempo, donde la fase, amplitud y frecuencia tienen dependencia temporal. Por ende la identificación instantánea o local del par amplitud-fase es importante para caracterizar la señal. A pesar de que hay múltiples formas de satisfacer la relación

$$x(t) = A(t)\cos\phi(t). \tag{2.26}$$

Gabor propone una función derivada de la **señal real** para construir una segunda función de argumento complejo que esté asociada en forma de cuadratura. Es decir una forma rotada de la señal para construir una versión ortogonal, como por ejemplo las señales reales periódicas descritas por la función coseno, generan una versión ortogonal con la función seno por tanto éstas funciones conforman una **cuadratura**, la cual es válida en las señales temporales como voltajes y corrientes. Es importante recalcar que en las señales ópticas, está condición no se satisface en su totalidad debido a la perdida de la dirección del signo en la función par coseno, generando una representación de **cuasi-cuadratura** de la señal espacial.

A partir de las discusiones planteadas por los autores L. Mandel y E. Wolf[25] y el análisis de la señal analítica se constituye el capítulo tercero. La estrategia de Gabor partió del hecho de la simetría de información presente en el espectro de funciones reales, donde la potencia espectral o la amplitud compleja es igual tanto para los valores de frecuencias positivas como las frecuencias negativas, satisfaciendo la propiedad de la **simetría hermítica**

$$\tilde{x}(-\nu) = \tilde{x}^*(\nu). \tag{2.27}$$

Por consiguiente basta con la información de las frecuencias positivas para componer la señal. Sea $x(t)$ una función real definida en todo el rango $-\infty < t < \infty$ y que sea de función de cuadrado integrable. El par de transformación de Fourier de la función será

$$\because \quad x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{x}(\nu) e^{-2\pi i \nu t} \mathrm{d}\nu \quad \therefore \quad \tilde{x}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{2\pi i \nu t} \mathrm{d}\nu. \tag{2.28}$$

Ya que $x(t)$ es una función real, su amplitud compleja $\tilde{x}(\nu)$ satisface que $\tilde{x}(\nu) = x^*(\nu)$. Por tanto la información contenida en las componentes negativas de la función también está presente en las frecuencias positivas, por lo que no hay pérdida de generalidad en construir una señal $z(t)$ a partir de amplitudes complejas representadas por una función $\tilde{x}(\nu)$ de cuadrado integrable y que solo contenga las frecuencias positivas de $\tilde{z}(\nu)$, definiendo

$$z(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{z}(\nu) e^{-2\pi i \nu t} \mathrm{d}\nu | \tilde{z}(\nu) \quad = \quad \begin{cases} \tilde{z}(\nu) = \tilde{x}(\nu) & | \quad \nu \geq 0 \\ 0 & | \quad \nu < 0. \end{cases} \tag{2.29}$$

La función resultante es una función compleja con dependencia de t como producto de la transformación de las frecuencias positivas, cual además satisface que es de cuadrado integrable, por el teorema de Plancherel. A partir de éste resultado, se puede representar de forma alternativa de la señal inicial, considerando la simetría hermítica para definir

$$x(t) = \int_0^{\infty} a(\nu) \cos\left[\phi(\upsilon) - 2\pi\nu t\right] \mathrm{d}\nu; \quad z(t) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} a(\nu) e^{i[\phi(\upsilon) - 2\pi\nu t]} \mathrm{d}\nu. \tag{2.30}$$

Sea $a(\nu) e^{i\phi(\nu)} = 2\tilde{z}(\nu) \quad | \quad \{a(\nu), \phi(\nu)\} \in \mathbb{R}$, y son la amplitud y fase compleja instantánea de $z(t)$, que se relacionan con $x(t)$, para constituir la señal analítica asociada a $x(t)$. Al sustituir la definición $z(t)$ en la representación de Fourier de $x(t)$ se plantea la definición de la señal analítica

$$x(t) = z(t) + z^*(t) = 2Re\{z(t)\} \quad | \quad z(t) = A(t)e^{i[\Phi(t)-2\pi\nu_0 t]}. \tag{2.31}$$

La representación como señal analítica tiene su mayor relevancia cuando ésta función es de argumento complejo. Por la definición anterior se deduce que $Re\{z(t)\} = 1/2x(t)$ donde la señal original compone la parte real de la función analítica. Sea entonces $y(t)$ una función real que compone el argumento imaginario, para constituir la señal analítica de la forma compleja

$$z(t) = \frac{1}{2}[x(t) + iy(t)]. \tag{2.32}$$

Gabor plantea que la relación existente entre la parte real de la señal analítica y su argumento imaginario se relaciona a través de la **transformada de Hilbert**. Es demostrable[26] que las funciones satisfacen el par de transformación de Hilbert:

$$y(t) = \frac{1}{\pi}P\int_{-\infty}^{\infty}\frac{x(t')}{t'-t}dt'; \quad x(t) = -\frac{1}{\pi}P\int_{-\infty}^{\infty}\frac{y(t')}{t'-t}dt', \tag{2.33}$$

donde P denota el valor principal de Cauchy. Esto como connotación que la transformación de Hilbert rota $\pi/2$ el espectro de la señal real $x(t)$, por tanto el espectro de la función $y(t)$ en la parte imaginaría es idéntica en magnitud pero está desfasado $\pi/2$. El desfase tiene como consecuencia que la amplitud compleja para las frecuencias negativas tenga una inversión de signo[27]. Sea $H\{f\}$ que denote la transformación de Hilbert, por lo tanto

$$\because \quad \tilde{z}(\nu) = \tilde{x}(\nu) + i\tilde{y}(\nu) \quad \therefore \quad \mathcal{H}\{\tilde{x}(\nu)\} = -\tilde{y}(\nu) \quad \wedge \quad \mathcal{H}\{\tilde{y}(\nu)\} = \tilde{x}(\nu). \tag{2.34}$$

En la figura 2.1 se presenta una forma esquemática de la definición de la señal analítica.

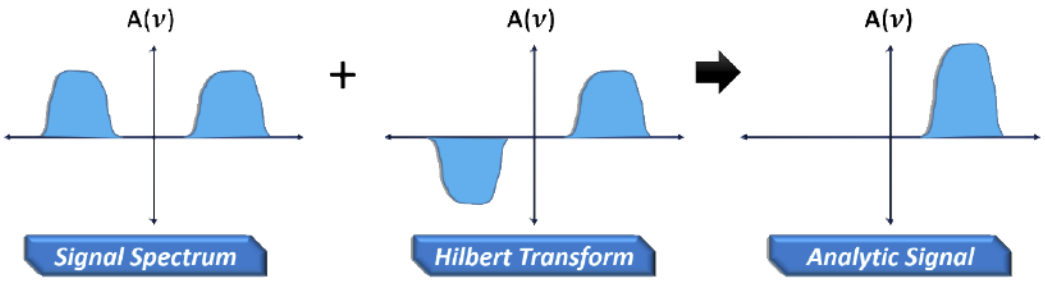


Figura 2.1: La transformada de Hilbert y la señal analítica.

Como resultado la parte real e imaginaria de la señal analítica forman una cuadratura en el dominio temporal. La posibilidad de las funciones ortogonales permite encontrar las propiedades instantáneas de la señal, reescribiendo las anteriores definiciones en el plano temporal, planteando las propiedades envolventes[28]:

$$A(t) = [x(t)^2 + y(t)^2]^{\frac{1}{2}}; \quad \Phi(t) = \arctan\left(\frac{y(t)}{x(t)}\right); \quad \omega(t) = \frac{d}{dt}[\Phi(t)]. \tag{2.35}$$

Como consecuencia la representación en señal analítica permite caracterizar por completo

las propiedades locales o instantáneas de la señal real en el tiempo. Para ver una aplicación de ésta descripción se presenta el comportamiento de una señal temporal monocromática en la siguiente subsección.

2.2.1 La señal monocromática y su señal analítica

Como ejemplo de una señal óptica con las definiciones anteriores, está la **señal monocromática** que se define como una fluctuación que tiene una frecuencia portadora principal definida por el valor promedio del espectro, por tanto existe una frecuencia dominante contenida en el ancho espectral, que fluctúa más rápido que los cambios en el ancho de banda, satisfaciendo el rango de frecuencias de la señal

$$\nu_0 - \frac{1}{2}\Delta\nu \leq |\nu| \leq \nu_0 + \frac{1}{2}\Delta\nu \quad | \quad \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \ll 1, \tag{2.36}$$

donde ν_0 es la frecuencia media y $\Delta\nu$ el ancho de banda. Una oscilación cuasimonocromática puede expresarse como

$$x(t) = A(t)\cos[\Phi(t) - 2\pi\nu_0 t], \tag{2.37}$$

que es la señal modulada portadora de la frecuencia central ν_0. Su señal analítica será

$$z(t) = \frac{1}{2}[x(t) + iy(t)] = \frac{1}{2}A(t)e^{i[\Phi(t)-2\pi\nu_0 t]}. \tag{2.38}$$

Por tanto su par de Hilbert es

$$y(t) = A(t)\sin[\Phi(t) - 2\pi\nu_0 t]. \tag{2.39}$$

Resolviendo para la señal analítica, su amplitud $A(t)$ y la fase $\Phi(t)$ se definen como:

$$A(t) = \left[x^2(t) + y^2(t)\right]^{\frac{1}{2}} = 2|z(t)| \quad \therefore \quad A(t)e^{i\Phi(t)} = 2z(t)e^{2\pi\nu_0 t}, \tag{2.40}$$

$$\Phi(t) = 2\pi\nu_0 t + \chi(t) \quad | \quad \cos\chi(t) = \frac{1}{2}\frac{x(t)}{|z(t)|}, \quad \sin\chi(t) = \frac{1}{2}\frac{y(t)}{|z(t)|}; \tag{2.41}$$

Por tanto la amplitud $A(t)$ describe la **amplitud envolvente** y $\Phi(t)$ la **modulación de la fase instantánea**, ambas propiedades de la señal analítica en relación al comportamiento de la señal real, caracterizando entonces su par amplitud-fase instantánea. Con este desarrollo se concluye el concepto formal señal analítica de una función real en el dominio temporal.

Se procede entonces al desarrollo de la representación de las funciones de correlación a partir en señales analíticas y algunas de sus propiedades. Ésta descripción no ofrece mayor relevancia en el contexto clásico de la interpretación en el análisis estadístico de luz pero permite una transición adecuada entre la interpretación clásica y el desarrollo cuántico de la coherencia. La siguiente subsección se presenta como un *addendum* propio de ésta temática.

2.2.2 Propiedades de correlación como señal analítica

La descripción en señal analítica de un proceso temporal real también puede extenderse a los procesos aleatorios, bajo un grupo de consideraciones estadísticas que satisfacen las condiciones espectrales mencionadas en la subsección 2.2.1.

Considere dos procesos aleatorios reales $x_1(t)$ y $x_2(t)$ que satisfacen las condiciones de estadísticamente estacionario en sentido débil y de promedio de ensamble cero. Asuma que existen las señales analíticas $z_1(t)$ y $z_2(t)$ asociadas a los respectivos procesos, por tanto satisfacen el par de transformación Hilbert, para definir

$$z_j(t) = \frac{1}{2}\left[x_j(t) + i y_j(t)\right] \quad | \quad j = 1,2. \tag{2.42}$$

Como los procesos $x_j(t)$ son de valor esperado cero, $y_j(t)$ y $z_j(t)$ son transformaciones lineales homogéneas, el promedio de ensamble de estos también es cero y estacionarios en sentido débil. Considere entonces la correlación cruzada entre los procesos complejos

$$\Gamma_{12}(\tau) = z_1^*(t) z_2(t+\tau), \tag{2.43}$$

por tanto ha de existir por el **teorema de Wiener-Khintchine**, la densidad espectral cruzada $W_{12}(\nu)$

$$\Gamma_{12}(\tau) = \int_0^\infty W_{12}(\nu) e^{-2\pi i \nu t} d\nu \quad | \quad \nu < 0 \implies W_{12}(\nu) = 0. \tag{2.44}$$

Si se considera que $\Gamma_{12}(\tau)$ es una función de cuadrado integrable, entonces la correlación satisface los siguientes teoremas:

Teorema 2.1. *Si z_1 y z_2 son representaciones de las señales analíticas de los procesos estacionarios en sentido débil y de valor esperado de ensamble cero, x_1 y x_2, entonces la función de correlación Γ_{12} es también una función analítica, cuya parte real satisface el par de transformación de Hilbert*

$$\Gamma_{12}^{(i)}(\tau) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma_{12}^{(r)}(\tau')}{\tau' - \tau} d\tau'; \quad \Gamma_{12}^{(r)}(\tau) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma_{12}^{(i)}(\tau')}{\tau' - \tau} d\tau'.$$

Teorema 2.2. *En las condiciones del teorema 2.1, considere una función de correlación cruzada tal que*

$$\Gamma_{12}'(\tau) = z_1^{*'}(t) z_2(t+\tau) \quad | \quad z_1'(t) = z_1^*(t),$$

$$z_1'(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{z}_1'(\nu) e^{-2\pi i \nu t} d\nu \quad | \quad \tilde{z}_1'(t) = \begin{cases} 0 & | \quad > 0 \\ \tilde{z}_1^*(\nu) & | \quad \nu \leq 0, \end{cases}$$

Entonces la densidad espectral cruzada $W_{12}^{'}(\nu)$ *de* $z_1^{'}(t)$ *y* $z_2(t)$ *es*

$$\tilde{z}_1^{*'}(\nu)\tilde{z}_2(\nu') = W_{12}^{'}(\nu)\delta(\nu-\nu'),$$

conforme a las propiedades anteriormente descritas en la ecuación 2.29, $\tilde{z}_1^{'}(\nu)$ *es cero para valores positivos de frecuencias y por propiedades de la función analítica,* $\tilde{z}_1(\nu)$ *es cero para valores negativos de frecuencias, entonces para cualquier valor frecuencial distinto a* $\nu = 0$, $W_{12}^{'}(\nu) = 0$. *Entonces por la representación de Fourier, se tiene que*

$$\because \quad \Gamma_{12}^{'}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} W_{12}^{'}(\nu)e^{-2\pi i\nu t}d\nu \quad | \quad W_{12}^{'}(\nu) = 0 \quad \forall \nu \neq 0 \quad \therefore \quad \Gamma_{12}^{'} \equiv 0.$$

Por consiguiente no hay correlación entre las señales analíticas de los procesos, planteando

$$\Gamma_{12}^{'}(\tau) \equiv z_1(t)z_2(t+\tau) = 0.$$

Teorema 2.3. *Si* x_1 *y* x_2 *son procesos reales estadísticamente estacionarios en sentido débil y de valor esperado de ensamble cero, y si* y_1 *y* y_2, *satisfacen el par de tranformación de Hilbert respectivo de los procesos, entonces*

$$x_1(t)x_2(t+\tau) = y_1(t)y_2(t+\tau); \quad x_1(t)y_2(t+\tau) = -y_1(t)x_2(t+\tau).$$

En el caso especial de que $x_2(t) = x_1(t)$, *también* $y_2(t) = y_1(t)$, *para* $\tau = 0$ *se obtiene*

$$x^2(t) = y^2(t); \quad x(t)y(t) = 0.$$

Teorema 2.4. *La varianza del proceso* $x(t)$ *real, estadísticamente estacionario en sentido débil de valor esperado de ensamble cero, es igual a la varianza de su proceso conjugado* $y(t)$ *y ambos procesos son completamente no correlacionados.*

Teorema 2.5. *Si* x_1 *y* x_2 *son procesos reales estadísticamente estacionarios en sentido débil y de valor esperado de ensamble cero, y si* y_1 *y* y_2 *son los respectivos procesos conjugados, entonces la parte real e imaginaria de la función de correlación* Γ_{12} *de las señales analíticas* z_1 *y* z_2 *de los procesos están dadas por*

$$\Gamma_{12}^{(r)}(\tau) = \frac{1}{2}x_1(t)x_2(t+\tau); \quad \Gamma_{12}^{(i)}(\tau) = \frac{1}{2}y_1(t)y_2(t+\tau). \tag{2.45}$$

Continuando con el desarrollo matemático de las funciones de correlación se presenta la última parte matemática para abarcar las herramientas teóricas necesarias para la descripción de las funciones de coherencia y proceder con el análisis estadístico de la luz. En la siguiente subsección se discute brevemente sobre el truncamiento y convergencia de la correlación.

2.2.3 Truncamiento y convergencia de la señal temporal

El teorema de Wiener-Khintchine define la existencia de la transformada de Fourier que bajo cierto aspecto permite generar la expansión en estas funciones base, únicamente aplicable siempre y cuando la condición de estadísticamente estacionario en sentido débil y ergódigo se satisfagan, ésto para garantizar la convergencia en el espacio base. Una función de correlación satisface ser de cuadrado integrable solo si su independencia temporal se satisface, de lo contrario se presenta divergencia en la integración temporal.

Esto sin embargo no es válido para las funciones de muestra del ensamble. La tendencia principal del fenómeno puede ser de cuadrado integrable pero por la condición de estacionario débil los promedios individuales de cada realización en general son funciones que divergen en el tiempo, y por tanto no es directo llamar una transformación de espacio para funciones. Acorde al desarrollo que Mandel[29] propone la transformación requiere una teoría desde las funciones generalizadas para garantizar la transformación completa de éste tipo de funciones.

El desarrollo de Fourier que se presenta a continuación debe mantenerse entonces con cautela. Una observación respecto a la definición de la función analítica $z(t)$ de un fenómeno $x(t)$ real y su par de Hilbert $y(t)$ es: si se realiza la representación de Fourier de $x(t)$, $y(t)$ y $z(t)$, se puede demostrar que se satisface la conservación de la energía en la transformación de las tres señales, y se observa directamente al utilizar las propiedades de la simetría hermítica y el teorema de Parseval. Lo anterior se plantea en la expresión [30]:

$$\int_{-\infty}^{\infty} x^2(t)\,dt = \int_{-\infty}^{\infty} y(t)^2 dt = \frac{1}{2}\int_{-\infty}^{\infty} z(t)z^*(t)\,dt = \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{z}(\nu)|^2 d\nu = 2\int_{0}^{\infty} |\tilde{z}(\nu)|^2 d\nu. \qquad (2.46)$$

Las representaciones de la señal real no cambian ante transformaciones lineales por lo que la concentración de energía se transforma y se mantiene invariante ante diferentes representaciones.

La manifestación de la señal para tiempos o frecuencias infinitas es una idealización matemática de una escala mucho más extensa que la escala de significado físico en la que existen las señales del mundo natural. Por lo tanto son intervalos de tiempo $-T \leq t \leq T$ en donde existen los procesos físicos. Es en este tiempo donde se desea que las señales converjan a un valor promedio finito para cualquier valor temporal acotado. Sin embargo sino hay convergencia la energía crece al infinito como se plantea en la condición del cuadrado integrable

$$\because \quad \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T}\int_{-T}^{T} x^2(t)\,dt \neq 0 \quad \therefore \quad \int_{-\infty}^{\infty} x^2(t)\,dt \not< \infty. \qquad (2.47)$$

Por consiguiente es necesario un tratamiento de las funciones para generar formas truncadas de la señal que acoten la ventana de observación. Sea $x_T(t)$ la forma truncada de la señal, se define

$$x_T(t) = \begin{cases} x(t) & | \quad |t| \leq T > 0 \\ 0 & | \quad |t| > T. \end{cases} \tag{2.48}$$

Las formas truncadas entonces permiten funciones de cuadrado integrable y con representación de Fourier sin la restricción de divergencia, en parte incompleta pero que permite un análisis localizado, similar a como se efectúa en la transformación generalizada de Fourier[31][32]. Por tanto la señal analítica será

$$z_T(t) = x_T(t) + i y_T(t) = 2\int_0^\infty \tilde{z}(\nu) e^{-2\pi i \nu t} \mathrm{d}\nu, \tag{2.49}$$

cual satisface la relación

$$\frac{1}{4T}\int_{-\infty}^{\infty} z_T(t) z_T^*(t) \mathrm{d}t = 2\int_0^\infty S_T(\nu)\mathrm{d}\nu \quad | \quad S_T(\nu) = \frac{|\tilde{z}_T(\nu)|^2}{2T}, \tag{2.50}$$

donde $S_T(\nu)$ se le conoce como el periodograma de la señal. Dado a que ésta función fluctúa en el limite $T \to \infty$, es necesario considerar una versión suavizada $\overline{S_T(\nu)} = \overline{|\tilde{z}_T(\nu)|^2}/2T$ donde se realiza un promedio sobre el ensamble de la señal. Por tanto, el siguiente límite existe

$$S(\nu) = \lim_{T\to\infty} \frac{\overline{|\tilde{z}_T(\nu)|^2}}{2T}. \tag{2.51}$$

Si se define el promedio temporal de la siguiente forma

$$F(t) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T}\int_{-\infty}^{\infty} F_T(T)\mathrm{d}t, \tag{2.52}$$

entonces al límite $T \to \infty$, se satisface la relación

$$x^2(t) = y^2(t) = z(t)z^*(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\nu) d\nu = 2\int_0^\infty S(\nu)\mathrm{d}\nu, \tag{2.53}$$

donde $S(\nu)$ es la potencia espectral del proceso aleatorio estacionario definido por las señales reales. Con los desarrollos vistos en las secciones 2.1 y 2.2 se ha formulada la base estadística a través de las operaciones de correlación, de momento, de una señal temporal. Éste tratamiento ha permitiendo plantear las autocorrelación estacionaria y las densidades espectrales, operaciones que permiten describir el la tendencia general del proceso aleatorio desde el espacio real hasta el espacio reciproco.

Con éstas herramientas se procede entonces al tratamiento de la estadística de la luz y los efectos en las fluctuaciones del campo óptico. A continuación en la sección 2.3 se realiza una discusión temática de la fenomenología de las fluctuaciones espaciales de luz.

2.3 Fluctuaciones espaciales del campo

Como se había comentado en la introducción el comportamiento estadístico de la luz es primariamente en la evolución espacial del fenómeno donde intervienen diversos procesos aleatorios de absorción, emisión a diferentes frecuencias de variación y en un medio de densidades variables. Por consiguiente la distribución espacial de un campo óptico tiene muchas variaciones instantáneas en todos los puntos que lo componen, por lo que cada punto del campo es en sí un sólo fenómeno aleatorio con un propio ensamble espacial.

La estadística de la luz busca entender no la dinámica de la densidad de distribución de energía, sino la **respuesta coherente**. Como se mencionó en la introducción la interacción ondulatoria parte de la posibilidad de encuentro en un punto del espacio en un tiempo definido. Variaciones espaciales por la interacción luz-materia se traducen en retardos temporales que obligan a recorrer un camino óptico que toma más tiempo que un camino geométrico, por éste motivo si el retardo inducido supera el tiempo máximo de retardo, no es posible realizar la interacción ondulatoria.

Las fluctuaciones que gobiernan los cambios del campo óptico son principalmente dos: Las **fluctuaciones de emisión**, que definen la fase inicial del campo y su punto de partida en el espacio, y las **fluctuaciones de propagación**.

En el primer caso la tasa de variación corresponde a la tasa de respuesta atómica en los procesos de excitación y generación fotónica que en una emisión natural es un proceso mayoritariamente espontáneo.

El segundo caso corresponde a la variación del medio de propagación tanto en la densidad como composición de este en un área donde se propaga el campo de ondas, generando variaciones en los índices de refracción locales que se traducen en retardos o adelantos del camino óptico para cada punto del campo que aleatorizan aún más la información espacial que portan desde el momento de emisión.

La tasa de variación del medio depende de otros factores físicos en particular si es en un medio atmosférico. Sin embargo en comparación a la tasa excitación atómica, éstas variaciones son más lentas y por tanto no son un factor más determinante en la dinámica espacial que el mismo proceso de generación de luz.

Como el medio es elementalmente aleatorio y las emisiones son espontáneas el campo óptico es el resultado de éste efecto conjunto. Por consiguiente esto repercute como fluctuaciones en el retardo espacial inducido, que altera directamente las condiciones de compatibilidad temporal de interacción.

La capacidad de interacción de un campo de ondas de la misma frecuencia es completa siempre y cuando se satisfagan las condiciones de **similitud espectral**, la pregunta que se plantea entonces es ¿Cuán probables es que se satisfagan los requisitos de interacción en el espacio?

La respuesta al planteamiento anterior se resuelve a través de las funciones de coherencia, construidas a partir de las operaciones de correlación que indican la distribución de densidad

de probabilidad espacial de que ocurra interacción coherente en el espacio, a partir de la evaluación de la "potencia"de interacción a través del **grado complejo de coherencia**.

El **modelo de Hopkins** fue el trabajo pionero en 1953 que formuló las **funciones de coherencia** para la descripción de la interacción parcial de la luz, que da respuesta no sólo a cuán probable es la interacción coherente en el espacio sino que define los efectos en la respuesta óptica de un sistema ante ésta probabilidad considerando los efectos de la coherencia espacial.

El desarrollo de la teoría de Hopkins se puede entender como la profundización o generalización de los reconocidos trabajos de la coherencia de van Cittert en 1934 y Zernike en 1938, cuáles también se discutirán en el capítulo tres. El modelo de Hopkins permite entender la noción de coherencia a partir del proceso de interferencia local entre dos puntos del campo óptico, partiendo del análisis en el un experimento de la doble rendija. El modelo se formula para la descripción de campos complejos en condiciones de luz parcialmente coherente a través de sistemas ópticos con la posibilidad de retomar o deducir los casos límites de la coherencia.

En éste modelo se analiza la distribución de las contribuciones coherentes correlacionadas de campos complejos, para formar las proyecciones aéreas. Donde no todos los puntos del campo aportan de la misma manera al nuevo campo, puesto que son acotados por la probabilidad de correlación espacial coherente. Para lograr abordar éste análisis, la sección inicia con la descripción y propiedades de la señal analítica, siendo una base en la interpretación de la interacción de campos ópticos. Con las propiedades matemáticas presentadas anteriores, se da inicio al análisis físico de la estadística de la interacción de la luz, cual fue propuesto por Hopkins y se aborda en las siguientes secciones. Para éste desarrollo se retoma la publicación original[33] con el planteamiento del **experimento de Young**.

2.3.1 Interacción en condiciones de coherencia parcial

Las fluctuaciones de luz son una colección de señales estadísticamente independientes entre sí, que interactúan bajo la superposición ondulatoria para conformar un campo óptico en un punto del espacio que sólo puede ser descrito estadísticamente, dada la naturaleza en que fluctúan las emisiones en la fuente.

Cada punto del campo es un proceso aleatorio estacionario en sentido débil, representado por un respectivo ensamble de realizaciones de señales, que en caso de ser cuasimonocromáticas son portadoras de una frecuencia central. Debido la tasa de variación de las vibraciones ópticas, no es posible una medida directa en función del tiempo, puesto que los periodos ópticos son del orden de $10^{-15}s$ mientras que la **detección fotoelectrónica** está en el orden de $10^{-9}s$[34].

A pesar de que no es posible una medición directa en todo el campo, las correlaciones espaciales pueden medirse en dos puntos del espacio-tiempo, puesto que las intensidades son correlaciones de segundo orden de las señales, basta con medir en un momento y lugar la intensidad para observar, no las señales individuales aleatorias, sino el valor esperado de ese ensamble. Dado a que cada punto del campo posee un valor independiente que no

condiciona el valor manifestado en el resto de estos puntos, el fenómeno se puede definir como no causal desde el comportamiento del campo óptico, y sólo dependerá de las condiciones de emisión de luz para construir los ensambles de eventos. Es decir que las probabilidades no son condicionadas a las propias realizaciones. Sea $V(r,t)$ el ensamble de realizaciones de un campo óptico en un punto r y momento t, el conjunto de realizaciones se define como

$$V(r,t) = \left\{ v_r(r,t)^{(1)}, v_r(r,t)^{(2)}, \ldots, v_r(r,t)^{(n)} \right\}, \tag{2.54}$$

donde $v_r(r,t)$ es una señal real. La señal analítica asociada se define entonces como:

$$v(r,t) = \frac{1}{2}[v_r(r,t) + i v_i(r,t)] \quad | \quad v(r,t) = A(r,t) e^{i[\Phi(r,t) - 2\pi \bar{\nu}_0 t]}. \tag{2.55}$$

Considere el siguiente sistema compuesto por una fuente extendida cuasimonocromática de frecuencia $\bar{\nu}_0$, un sistema óptico arbitrario y un plano de observación, como se muestra en el esquema de la figura:

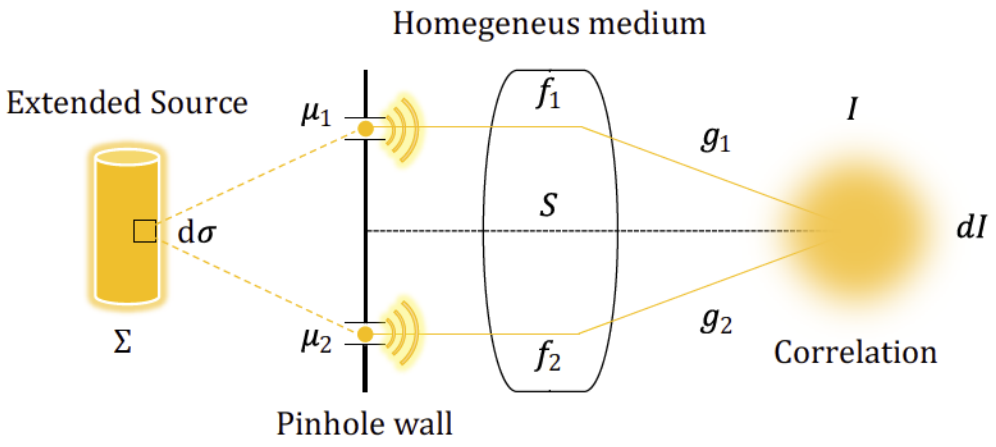


Figura 2.2: El experimento de correlación espacial.

Un diferencial de fuente $d\sigma$ se propaga a través de un sistema óptico para componer un plano de observación. El elemento de fuente genera dos campos complejos e interactúan en el punto de análisis para componer un elemento de intensidad instantánea dI, definido como

$$\begin{aligned} dI(r,t) &= (v_1(r,t) f_1 + v_2(r,t) f_2)\left(v_1^*(r,t) f_1^* + v_2^*(r,t) f_2^*\right) \mathrm{d}\sigma \\ &= \left[\left(v_1(r,t) v_1^*(r,t)\right)|f_1|^2 + \left(v_2(r,t) v_2^*(r,t)\right)|f_2|^2 + \right. \\ &\left. + 2Re\left\{v_1(r,t) v_2^*(r,t) f_1 f_2^*\right\}\right] \mathrm{d}\sigma, \end{aligned} \tag{2.56}$$

donde, f_1 y f_2 son factores complejos asociados al sistema óptico S que definen las propiedades de formación de imagen. La intensidad instantánea generada por el elemento de fuente después del sistema en el punto de medición P se obtiene al integrar sobre el plano de observación, de la forma:

$$I_p(r,t) = \left\{ \int_\Sigma v_1(r,t) v_1^*(r,t) d\sigma \right\} |f_1|^2 + \left\{ \int_\Sigma v_2(r,t) v_2^*(r,t) d\sigma \right\} |f_2|^2 + 2Re \left\{ \left[\int_\Sigma v_1(r,t) v_2^*(r,t) d\sigma \right] f_1 f_2^* \right\}, \tag{2.57}$$

donde se define que

$$I_j(r,t) = \int_\Sigma v_j(r,t) v_j^*(r,t) \mathrm{d}\sigma \quad | \quad j = 1,2. \tag{2.58}$$

Es la intensidad parcial instantánea de la señal j en el punto p_j. Se define también que

$$\gamma_{12} = \frac{1}{[I_1(r,t) I_2(r,t)]^{1/2}} \int_\Sigma v_1(r,t) v_2^*(r,t) \mathrm{d}\sigma, \tag{2.59}$$

Es el factor complejo coherente de fase entre los puntos μ_1 y μ_2. Reescribiendo la expresión en términos de las definiciones, la intensidad instantánea es

$$I_p(r,t) = I_1(r,t)|f_1|^2 + I_2(r,t)|f_2|^2 + 2[I_1(r,t) I_2(r,t)]^{1/2} Re\{\gamma_{12} f_1 f_2^*\}. \tag{2.60}$$

Éste valor de intensidad corresponde a un par particular de realizaciones de $v_r(r,t)_j$, por tanto la intensidad posible como valor esperado del ensamble, denotado como $\langle I(r,t)_e \rangle$, será

$$\langle I_p(r,t)_e \rangle = \langle I_1(r,t)_e \rangle |f_1|^2 + \langle I_2(r,t)_e \rangle |f_2|^2 + 2\sqrt{\langle I_1(r,t)_e \rangle \langle I_2(r,t)_e \rangle} Re\{\gamma_{12} f_1 f_2^*\}. \tag{2.61}$$

Si la fluctuación de luz satisface que es un campo estacionario, entonces se satisface que los valores esperados de todos los ensambles del campo óptico son independientes del origen del tiempo y por ende también es ergódigo. Bajo éstas circunstancias, el promedio del ensamble se reduce a los promedios temporales, obteniendo

$$I_j(r,t) = \int_\Sigma v_j(r,t) v_j^*(r,t) \mathrm{d}\sigma = \int_\Sigma \Gamma_{jj'}(r,r,0) d\sigma \quad | \quad j = 1,2; j = j', \tag{2.62}$$

$$\gamma_{12} = \frac{1}{\sqrt{I_1(r,t) I_2(r,t)}} \int_\Sigma v_1(r,t) v_2^*(r,t) \mathrm{d}\sigma = \frac{1}{\sqrt{I_1(r,t) I_2(r,t)}} \int_\Sigma \Gamma_{12}(r_1, r_2, \tau) d\sigma \quad | \quad \tau = \frac{\Delta r}{c}, \tag{2.63}$$

donde $\Delta r = r_2 f_2 - r_1 f_1$ es la diferencia de camino óptico. La relación 2.62 define el campo efectivo de iluminación, donde todos los $d\sigma$ contribuyen con intensidades parcialmente coherentes desde los puntos μ_1 y μ_2. Si se reduce el área del elemento de fuente a un solo punto que contribuye en el plano de observación, la suma de intensidades se limita a una

única contribución parcial simplificándose en la relación

$$\gamma_{12} = \frac{\Gamma_{12}(r_1, r_2, \tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(r,r,0)\Gamma_{22}(r,r,0)}} \quad | \quad |\gamma_{12}| \leq 1, \tag{2.64}$$

Que define la **función de coherencia mutua** Γ_{12} entre las vibraciones de los puntos μ_1 y μ_2. El **factor complejo de coherencia** γ_{12} se define como el cociente entre intensidades parcialmente correlacionadas con la raíz cuadrada del producto de las intensidades autocoherentes Γ'_{jj}, indicando la proporción de las interacciones parciales entre campos respecto a las interacciones mutuamente incoherentes de cada campo, representando la intensidad total y normalizando el factor de coherencia. Al sustituir las definiciones 2.61,2.64 se obtendrá

$$\langle I_p(r,t)\rangle = \langle I(r,t)^{(1)}\rangle + \langle I(r,t)^{(2)}\rangle + 2Re\{\Gamma_{12}(r_1,r_2,\tau)\} f_1 f_2^*, \tag{2.65}$$

donde la intensidad promedio proyectada desde el sistema óptico de la señal j se define como

$$\langle I(r,t)^{(j)}\rangle \equiv \langle I_j(r,t)\left|f_j\right\rangle\right|^2. \tag{2.66}$$

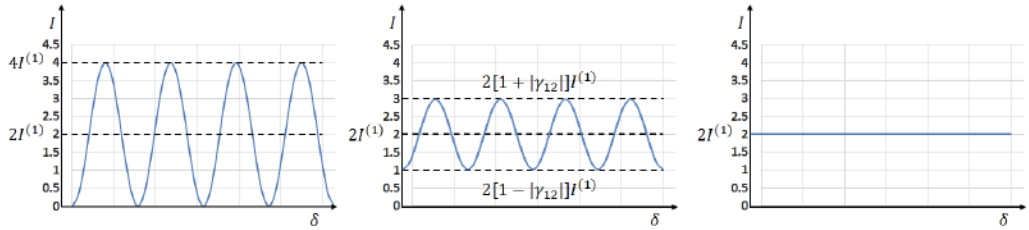
La definición 3.74 se le conoce como la **ley general de interferencia estacionaria** de campos ópticos. El factor $Re\gamma_{12}$ satisface el par de transformación de Hilbert, por tanto γ_{12} es una señal analítica tal que

$$\gamma_{12} = \left|\gamma_{12}\right| e^{i[\mathrm{a}_{12}(\tau) - 2\pi\bar{\nu}_0 t]} \quad | \quad a_{12}(\tau) = 2\pi\bar{\nu}_0 + \arg\gamma_{12}(\tau), \tag{2.67}$$

permitiendo reescribir 2.65 como

$$\langle I_p(r,0)\rangle = \langle I(r_1,0)\rangle + \langle I(r_2,0)\rangle + 2\sqrt{I(r_1,0)}\sqrt{I(r_2,0)}\left|\gamma_{12}\right|\cos[a_{12}(\tau) - \delta], \tag{2.68}$$

donde $\delta = \bar{k}_0 \Delta r$ El valor $|\gamma_{12}|$ es indicativo del nivel de coherencia o de interacción entre los dos campos complejos. Si $|\gamma_{12}| = 1$ ambos campos interaccionan de forma completa y se definen que son coherentes, el término de interferencia es máximo. En el caso $|\gamma_{12}| = 0$ los dos campos son completamente mutuamente incoherentes y no interaccionan, por lo que el término de interferencia desaparece. Para cualquier valor $0 < |\gamma_{12}| < 1$ la interacción de los campos es parcialmente coherente, y el término de interferencia es ponderado respecto al nivel de correlación. En la figura 2.3 se presenta un esquema de la interacción.



(a) Correlación : $|\gamma_{12}| = 1$ (b) Correlación : $0 < |\gamma_{12}| < 1$ (c) Correlación : $|\gamma_{12}| = 0$

Figura 2.3: Interacción ponderada entre dos puntos del campo.

2.3.2 Medición del nivel de coherencia relativa

El nivel de coherencia es siempre una medida relativa respecto al tiempo y posición en el que se observe. En el caso del punto P, las otras posiciones del plano de observación exhibirán caída en el nivel de interacción. Entre más distante el segundo campo, más incoherente se torna por la diferencia en los factores de fase puesto que supera el margen de coincidencia espacio-temporal definido por la frecuencia media a la que oscila el campo.

Aunque un grupo de ensambles puedan interferirse en una región del espacio y en otro punto no hay interacción con otro ensamble, es posible encontrar que cada punto del campo óptico en el plano de observación posee un conjunto de ensambles coherentes que se interfieren entre sí, es decir que cada punto posee una contribución coherente proveniente de diferentes elementos de fuente pero la forma en que contribuyen también difiere siguiendo una estadística definida por la fuente.

Por tanto entre más uniforme sea la perturbación luminosa de la fuente, los diferentes ensambles del campo cada vez se vuelven más similares, de tal forma que para un punto P, dos ensambles $V(r,t)^1$ y $V(r,t)^2$ interfieren pero en un punto $P+R$, los dos ensambles no llegan a esa distancia por el camino óptico asociado, pero existen otros $V(r',t')^{1'}$ y $V(r',t')^{2'}$ que interfieren en $P+R$ y si se satisface que $\langle V(r,t)^1 V(r,t)^2\rangle = \langle V(r,t)^{1'} V(r,t)^{2'}\rangle$ entonces es como si $V(r',t')^{1'} = V(r+R,t+\tau')^1$ y $V(r',t')^{1'} = V(r+R,t+\tau')^2$, por ende es como si se trasladara los dos procesos originales a otra región del espacio donde la medición es igual a otro par de eventos de ese mismo punto y coinciden con el resultado original. Por tanto los dos pares de ensambles responden a la mismas condiciones y su correlación es invariante en la traslación, por tanto es como si no hubiese distinción entre eventos para diferentes puntos del espacio.

Si la manifestación de cada ensamble se torna más indistinguible, tal que la probabilidad de una medida en un punto del espacio a otro se preserve, todo el conjunto de ensambles posee invariancia espacial de la distribución de probabilidad, como si todos los ensambles fueran un sólo gran evento colectivo para cualquier valor de tiempo donde no es posible distinguir los eventos individuales, formando un espacio de coherencia completa. La incoherencia ocurre cuando es posible observar diferentes resultados de eventos en relación a otras regiones, por tanto los ensambles no tienen las mismas condiciones.

La discusión sobre el **espacio de coherencia** y el colapso colectivo de los fotones es abordada por la electrodinámica cuántica, discusión que no se retoma en éste trabajo pero se menciona como introducción a la naturaleza asociada a los distintos procesos de generación de la luz, que afectan directamente las condiciones de los campos y por ende las manifestaciones en intensidad.

La disposición del espacio de coherencia en que pueden correlacionarse los distintos ensambles es intrínseco a las propiedades de la fuente, cuyo resultado estadístico efectivo se parametriza en las tasas de emisión, composición espectral, polarización o flujo lumínico, que configuran un campo efectivo de iluminación que reúne todas las propiedades de la fuente y es, en promedio, estacionaria en el tiempo. Este campo óptico se utiliza como la distribución inicial para cualquier sistema óptico convencional en la formación de imagen, procesamiento

o difracción. El comportamiento del campo se mantiene válido en el lapso de la vida útil de la fuente. A continuación algunas propiedades de las dos categorías de fuentes luminosas.

La **fuente coherente** dispone de un espacio de coherencia más extenso, como por ejemplo un láser, particularmente por la forma de emisión estimulada que controla los tiempos periódicos de emisión y por ende la relación inicial de fase completa para todos los elementos del campo de iluminación. La estabilidad en las cavidades de éste tipo de fuentes garantiza una cuasimonocromaticidad con una frecuencia central bien definida con cambios nulos o muy pequeños en el tiempo, favoreciendo la poca variación de fase. El diseño de las cavidades controla la divergencia del frente de onda por lo que son fuentes altamente direccionales para entregar luz colimada con una polarización definida. A pesar de que existen fluctuaciones naturales en los láseres, la respuesta en estado estacionario constituye el espacio coherente más grande de las fuentes luminosas en la actualidad.

Las **fuentes incoherentes** satisfacen un espacio de coherencia poco definido y reducido en general. Componen un gran porcentaje de las fuentes convencionales y varían en casi todas las propiedades del espectro visible. Provienen desde la luz estelar, la luz de una vela hasta luciérnagas envolviendo un gran número de procesos como radiación de cuerpo negro, procesos exotérmicos bioluminiscencia, promoción energética por potencial entre otros. La naturaleza de ésta luz radica en la excitación y emisión atómica espontánea por lo que no hay control en los factores de fase, frecuencia central estacionaria, polarización o forma del frente de onda. Las fuentes usuales de uso científico se centran en lámparas de descarga, fuentes halógenas o LEDs, ya que controlan el flujo lumínico, composición espectral y poseen mayor estabilidad.

Para cualquier tipo de fuente la coherencia existe como una o varias regiones si bien reducida a micrómetros o extendida hasta kilómetros de distancia, en donde se producen y son más evidentes los efectos de interferencia y difracción, cambiando la distribución de intensidad en estos puntos de forma sinusoidal. En una fuente láser existe una gran región de coherencia donde el efecto de la interacción es virtualmente idéntico en todos los puntos del campo, por lo que se puede pensar que hay una gran forma principal de coherencia.

En una fuente incoherente, no existe una sola región de coherencia sino diferentes donde algunas correlaciones pueden interactuar y otras no, por consiguiente se constituyen diferentes regiones que son mutuamente incoherente entre sí, que se reducen en tamaño entre menos uniforme y aleatorias sean las emisiones de la fuente, es decir regiones espacialmente más diversas. El número de estas dependerá del tamaño y geometría de la fuente.

Al momento de medir el grado de coherencia hay que considerar que tipo de correlación se evalúa y que disposición espacial se analiza. En el primer aspecto hay dos propiedades: la **autocoherencia** o la **coherencia mutua**. En el segundo aspecto se define la forma geométrica del espacio en donde hay respuesta, por ejemplo: coherencia longitudinal, transversal, azimutal o cenital.

La autocoherencia determina la capacidad efectiva de un campo para poder interactuar consigo mismo. En éste caso la función de autocoherencia depende de los retardos de fase como criterio de la probabilidad de interacción mientras no haya cambios en las distancias longitudinales del campo. Para ésta medición se usa el interferómetro de Michelson, en

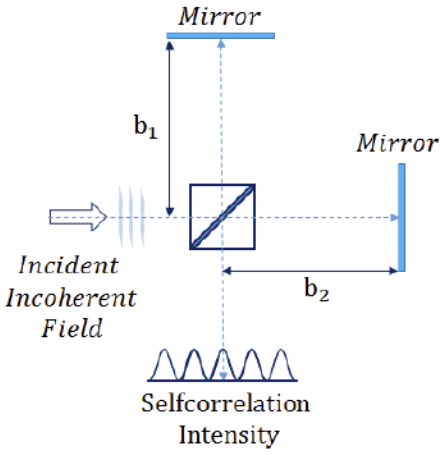
donde es posible medir la máxima **longitud efectiva de coherencia longitudinal**. En la figura 2.4a se presenta un esquema del sistema para este experimento. La función de autocoherencia se puede expresar como

$$\Gamma_{jj'}\left(r_j, r_j', \tau_0\right) = \Gamma(\tau_0) \quad | \quad j = j'; \quad \tau_0 = constante. \tag{2.69}$$

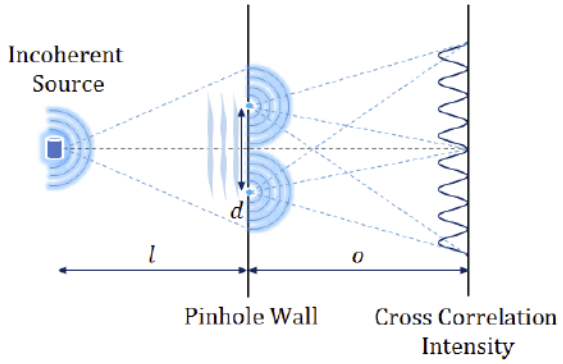
En el experimento se preservan las propiedades espaciales efectivas del campo que ingresa al interferómetro, y se evalúa la capacidad de autocorrelación de esa misma diversidad (o fluctuación) espacial, modificando la separación de retardo hasta alcanzar la distancia de mayor probabilidad de interacción coherente que define una distribución de intensidad de la forma

$$\langle I_p(r_1, \tau_c)\rangle = 2\langle I(r_1, \tau_c)\rangle + 2I(r_1, \tau_c)\left|\gamma_{11}\right|\cos[a_{11}(\tau)]. \tag{2.70}$$

La modulación de la señal queda en función entonces de la separación y será máxima cuando $\tau_c \to \infty$. Si se realiza un barrido de distancias se puede construir la función de densidad de probabilidad de interacción coherente por retardos longitudinales, obteniendo la distancia de separación máxima para generar interacción coherente con mayor probabilidad. De éste experimento se discute los resultados experimentales en la sección 2.4.



(a) Experimento de Autocorrelación.



(b) Experimento de Correlación cruzada.

Figura 2.4: Experimentos para la evaluación de coherencia.

Por su parte la coherencia mutua define la capacidad de dos campos que contienen un retardo de fase producto de una separación transversal, mientras los retardos de fase axiales son cero o próximos a éste. En éste caso la función depende de las posiciones de los campos y permite evaluar la **distancia efectiva de interacción mutua**. Ésta medición se puede realizar en una versión adecuada del interferómetro Young, para controlar la distancia entre las rendijas. La función se define como

$$\Gamma_{12}(r_1, r_2, \tau_m) \quad | \quad \max_{\tau_m < \tau_c} \Gamma_{12}(r_1, r_2, \tau). \tag{2.71}$$

Este experimento varía un poco la diversidad espacial de un punto del campo respecto al otro a partir del retardo geométrico por la separación (d) en un mismo plano de éstos puntos, cuando se proyectan en una región del espacio a una distancia (o). Si es posible variar la separación transversal (d) entre estos, se puede evaluar la capacidad de correlación cruzada para diferentes retardos transversales desde el interferómetro de Young. La intensidad generada es entonces descrita por la ecuación 2.67.En la figura 2.4b se presenta un esquema del sistema para el experimento.

Para ambos casos de correlación, el estudio de coherencia parte de la medición sobre análisis del interferograma, el cual se realiza directamente sobre la distribución de intensidad y no sobre la fase envuelta asociada, ya que los valores del contraste definen el nivel de correlación, como se presenta a continuación. Si se define las intensidades máximas y mínimas como

$$I(r,\tau)_{max} = I(r,t)^{(1)} + I(r,t)^{(2)} + 2\Big[I(r,t)^{(1)}\Big]^{1/2}\Big[I(r,t)^{(2)}\Big]^{1/2}\big|\gamma_{12}(r_1,r_2,\tau)\big|, \tag{2.72}$$

$$I(r,\tau)_{min} = I(r,t)^{(1)} + I(r,t)^{(2)} - 2\Big[I(r,t)^{(1)}\Big]^{1/2}\Big[I(r,t)^{(2)}\Big]^{1/2}\big|\gamma_{12}(r_1,r_2,\tau)\big|. \tag{2.73}$$

La función de contraste será el **factor de modulación de amplitud**, la diferencia entre las intensidades, respecto al valor promedio de intensidad, expresándose como

$$\upsilon(r,\tau) = \frac{I(r,\tau)_{max} - I(r,\tau)_{min}}{I(r,\tau)_{max} + I(r,\tau)_{min}}, \tag{2.74}$$

Reemplazando 2.72 y 2.73 en 2.74 al simplificar la definición se obtiene

$$\upsilon(r,\tau) = 2\left[\eta(r) + \frac{1}{\eta(r)}\right]^{-1}\big|\gamma_{12}(r_1,r_2,\tau)\big| \quad | \quad \eta(r) = \left[\frac{I(r,t)^{(1)}}{I(r,t)^{(2)}}\right]^{1/2}. \tag{2.75}$$

Si las intensidades promedias provenientes de ambas aperturas aproximadamente iguales, entonces la relación autocoherente de intensidad es unitaria y se simplifica en

$$\upsilon(r,\tau) = \big|\gamma_{12}(r_1,r_2,\tau)\big|. \tag{2.76}$$

Por consiguiente la medida del **contraste de las franjas** da cuenta del nivel relativo de correlación de los campos complejos y define cuál es el punto de mayor coherencia. El valor de fase $\arg\gamma_{12}(r_1,r_2,\tau)$ permanece constante para cualquier valor menor al tiempo de coherencia. Las medidas de intensidad se deben interpretar acorde a la función de correlación medida.

En lo recorrido del capítulo 2 se han analizado dos conceptos importantes: el comportamiento estadístico de los fenómenos estocásticos estacionarios, en la sección 2.1, y en la sección 2.2 la dinámica estocástica de la luz y su efecto en la coherencia. Con éstos desarrollos se ha adquirido la capacidad de interpretación y medición de las correlaciones de segundo orden de un campo óptico, que caracterizan la probabilidad espacial de interacción coherente. Por consiguiente se obtiene una noción cuantificable de coherencia espacial. Para la culminación de ésta primera etapa del capítulo, se presenta una síntesis de los conceptos abordados.

2.3.3 Síntesis de los conceptos estadísticos

Para la construcción del microscopio, una de las etapas más críticas se encuentra en la iluminación, no solo por la uniformidad y la cantidad de luz que se obtiene. Las propiedades de coherencia definen el comportamiento de la interacción de luz y por tanto la forma en que los sistemas ópticos responden. Para iniciar la implementación del microscopio es necesario entonces partir desde las fuentes de luz, no para diseñar sistemas de iluminación sino para poder controlar la forma de interacción luz-luz, y sus efectos en la interacción luz-materia.

De ésta manera durante éste capítulo se han presentado y discutido las herramientas teóricas elementales para entender el fenómeno de coherencia desde la perspectiva clásica y estadística, que permiten abordar, manejar y medir los efectos de la interacción entre campos ópticos, sintetizando las propiedades que se derivan de la coherencia y que definen los cimientos de la formación de imagen entendida como un proceso interferométrico de, virtualmente, infinitas ondas. Las propiedades aprendidas en esta primera etapa del capítulo se recogen en cuatro conceptos:

- **La luz es un proceso estocástico** ergódigo y estacionario en sentido débil, definiendo la independencia temporal para cualquier fenómeno exhibido en cualquiera de sus realizaciones. Por tanto las funciones de densidad de probabilidad son no condicionadas y no evolucionan en el tiempo.
- **Cada punto de la perturbación óptica es en sí un fenómeno aleatorio** que depende de su posición. Sin embargo no es posible evaluar la realización de los eventos de forma individual debido a la tasa de variación, por lo que se recurre a una forma efectiva o promedio de la tendencia particular del resultado de un evento en una región del espacio y en un momento determinado. Como es ergódigo y estacionario en sentido débil el resultado efectivo se manifiesta invariante para cualquier periodo de medición y en cualquier elemento del ensamble, pero difiere dependiendo de dónde se mida (diferentes procesos estocásticos en cada punto).
- **La tendencia efectiva de las realizaciones de los ensambles que integran la perturbación óptica se manifiestan a través de operaciones de correlación** de segundo orden en el tiempo, dando lugar a mediciones de intensidad que definen la tendencia probabilística dominante de un resultado en esa región del espacio. La dependencia espacial de los diferentes valores esperados del conjunto de ensambles, i.e. la forma de la perturbación óptica en un plano, define un comportamiento entre ensambles de tipo no causal no condicionado, invariante en el corrimiento espacial y constante en el tiempo, cuya interacción colectiva entre miembros de un mismo ensamble se manifiesta a través de operaciones de autocorrelación de retardo o miembros de otros ensambles en correlaciones cruzadas instantáneas.
- **La coherencia es entonces una medida de la probabilidad** tendiente de la interacción ondulatoria promedio de uno o múltiples campos de perturbaciones ópticas en un punto particular del espacio. Su forma espacial define los resultados colectivos promedios de ensamble en el espacio y se describe a través del grado complejo de coherencia, que es una medida fraccionaria del balance entre las

interacciones ondulatorias respecto a la luz nominal incoherente del campo. La función define entonces el grado de contribución coherente acorde su posición en el espacio y establece la ley general de interferencia de campos ópticos estacionarios.

A partir de estos conceptos clave es posible generar un estudio de las propiedades básicas de coherencia de los campos luminosos para caracterizar y parametrizar la forma interacción luz-luz, con la intención de definir las distancias de interacción en la unidad de análisis de interferometría y en particular caracterizar la respuesta de la imagen de microscopía a partir de un respectivo nivel de coherencia utilizado.

Esto es considerado representativo en el control de la respuesta del microscopio como una variable adicional para definir cuál puede ser el mejor nivel de coherencia para un balance entre contraste e información que se pueda asociar para un espécimen en particular, utilizando la técnica de microscopía por transmisión de campo claro. Estos efectos de la coherencia se discuten en profundidad en el capítulo 3, particularmente en la sección 3.3.

La caracterización entonces de cualquier fuente de ondas se basa en la observación del resultado de la correlación de segundo orden que se manifieste a través de un experimento de interferometría. Dependiendo del análisis de cero retardo o retardo mínimo, se obtienen las propiedades de la distribución espacial de composición coherente o la probabilidad de interacción, respectivamente. Para finalizar éste capítulo en las secciones restantes se discute entonces el análisis experimental de la coherencia de las fuentes propuesta para ser implementadas en el microscopio prototipo.

A partir de éstos conceptos se procede entonces a la presentación del funcionamiento y el análisis experimental de la estadística de la luz de dos sistemas de iluminación no convencionales propuestos para el microscopio, que permiten el control de la coherencia espacial. Con la siguiente sección se da inicio a la segunda etapa conceptual de éste capítulo.

2.4 Coherencia dinámica de campos ópticos

Para el sistema de fuentes del microscopio se ha estudiado la idea de tener un **control de la coherencia** efectiva que presenta un campo luminoso, para migrar controladamente el grado de correlación como si fuera una barra de potencia de coherencia en el que arbitrariamente se proporcione más o menos coherencia a voluntad.

Desde el punto de vista de las propiedades de las componentes del espectro temporal, no es posible modificarlas salvo que se manipule la generación de luz a nivel atómico o cuántico, en cuyo caso fuera del costo del desarrollo de una nueva fuente, tampoco se obtiene una forma estrictamente controlada precisamente por la tasa de variación las condiciones a las que se somete el fenómeno. Esto es de particular interés en la intervención de cavidades láseres no estabilizados para ajustar a través de las distancias de resonancia las longitudes de los modos TEM (Modo Transverso Electromagnético) y alterar la distancia de coherencia desde los efectos de la composición espectral.

Por consiguiente la estrategia se plantea para trabajar desde una base fenomenológica efectiva o promedio de la luz de la composición espectral y alterar las propiedades desde la aproximación de la composición espacial, a partir de cambios en el camino óptico de la luz. No se controla como se genera, entonces se controla por donde se propaga.

Bajo ésta idea se proponen dos mecanismos de modificación de la coherencia partiendo desde los puntos más extremos de coherencia e incoherencia para intentar generar una migración del cambio de la probabilidad de interacción coherente, es decir descorrelacionar espacialmente una fuente coherente para tener menos ocurrencias coherentes y correlacionar espacialmente una fuente incoherente para generar más eventos correlacionados. De ésta forma se busca como idea constituir campos ópticos que puedan exhibir en mayor proporción efectos parcialmente coherentes efectivos respecto a las características originales, en rangos espaciales regulados a voluntad. Antes describir los sistemas, una aclaración de uso del término de coherencia.

En las discusiones sobre la coherencia como se había mencionado en el capítulo introductorio, están dos consideraciones del término: la coherencia de las componentes temporales de la luz, la posibilidad de coincidir dos vectores de onda diferentes de un estrecho ancho de banda espectral temporal a un retardo temporal, y la coherencia de la distribución espacial donde solo hay un vector de onda que se correlaciona a través de retardos de fase. Ambos como manifestación aparentemente independiente de un fenómeno común.

Durante ésta sección y en lo restante del manuscrito el término de coherencia se utiliza como una forma abreviada que alude únicamente a la coherencia desde la distribución espacial, ya que en los sistemas que se describen posteriormente no se afecta la composición espectral de luz y se omiten los efectos del corrimiento multiespectral. Por consiguiente no se alude a la coherencia desde la composición espectral temporal cuando se mencione el término decoherencia.

2.4.1 El sistema de iluminación ILPC

Bajo la idea anterior del cambio de coherencia, la primera aproximación parte de lograr aumentar la proporción composición coherente. Antes de proceder con el análisis se introduce una discusión de la naturaleza estadística de la coherencia en el campo de ondas y su medición.

Las fuentes incoherentes son compuestas mayoritariamente por **contribuciones incoherentes**, desde el punto estadístico, debido a que la probabilidad de interacción coherente en una región del espacio es particularmente baja, como resultado del comportamiento aleatorio de la generación de luz, exhibiendo propiedades espaciales que pueden estar por encima o por debajo de la condición del tiempo de coherencia. Por consiguiente es posible plantear una estadística instantánea del número de interacciones en relación a la distancia desde la longitud de coherencia, manifestando que la probabilidad de interacción en el espacio decae exponencialmente entre más se aleje de éste valor, como se logra pensar a través del **teorema del límite central** y los fenómenos estacionarios.

Los eventos manifestados en el campo de ondas son interacción coherente e interacción incoherente, y según la posición en el espacio respecto a un punto de referencia, la probabilidad aumenta o disminuye acorde la naturaleza del vector de onda. La aleatoriedad del fenómeno, en una manifestación de intensidad instantánea en un plano, planea una razón entre p eventos coherentes respecto al total de n eventos por cada punto del campo. Las probabilidades de manifestar un valor de intensidad punto a punto también son diferentes. Sin embargo por la tasa de variación del fenómeno y por su imposibilidad de medición instantánea se desconocen las manifestaciones individuales de sucesos.

Si se mira el conjunto de ensambles para ese plano particular se puede calcular la relación promedio $\langle p : n \rangle$ propia, la cual por ser estadísticamente estacionaria en sentido débil y ergódigo se preserva constante su probabilidad efectiva de suceso, en el tiempo y para todos los ensambles. Esto permite plantear un comportamiento colectivo estadísticamente común que es de mayor interés ya que se es medible a través de la intensidad efectiva. El comportamiento de la dependencia espacial de la probabilidad y su valor efectivo para el campo de ondas se manifiesta directamente a través de las funciones de autocorrelación y correlación cruzada definidas en el capítulo. Estas funciones albergan toda la información de la forma en que espacialmente se manifiesta la coherencia.

La relación $\langle p : n \rangle$ de eventos demarca la probabilidad de ocurrencia coherente y entre más grande n para un valor constante de p la probabilidad de ese evento se reduce. Esto define que la luz incoherente tiene una proporción de coherencia efectiva pero es ampliamente superada por la cantidad de eventos incoherentes.

Supóngase un ejemplo: Si un evento coherente ocurre en una región particular del espacio en términos de intensidad se manifiesta un patrón de modulación AC con una amplitud definida. En otro instante de tiempo, ocurre una interacción incoherente que conlleva a una distribución aproximadamente uniforme sin modulación. En otro instante de tiempo se repite el evento incoherente. En 100 mediciones instantáneas ocurren $1 : 25$ eventos coherentes.

Si se observa la secuencia de intensidad a la velocidad de la luz se identifican todos los eventos separadamente. Sin embargo si se observa a la tasa de detección convencional, la intensidad integrada se transforma en una superposición incoherente de las diferentes intensidades en el intervalo de tiempo contenidas. Adicionalmente por la resolución finita se realiza una descretización y promedio sobre el área de cada pixel.

El resultado medible es una señal sin componente AC dominante uniforme con una energía acumulada proporcional a la intensidad promedia incidente. Por consiguiente la manifestación de ese campo de ondas es parcialmente coherente pero elementalmente incoherente en número, tanto para esa realización del fenómeno como en todo el ensamble.

Éste resultado es entendible desde la composición de las ondas presentes en el campo, las cuales en su mayoría son espacialmente lo suficientemente diferentes para no interactuar, como consecuencia de que la probabilidad de encontrar un conjunto de ondas que tengan un grado de correlación espacial se reduce entre más extensa sea la fuente y entre menos estable sea su emisión. La población de ondas crece espacialmente más diversificada, con mayor densidad de energía global, y ocasionando que el espacio promedio de indistinguibilidad coherente se reduzca.

La estrategia entonces para ganar coherencia parte de la idea de reducir la cantidad de eventos incoherentes dominantes a lo que corresponde en reducir las ondas espacialmente más diferentes del campo de ondas. Debido al comportamiento ondulatorio natural de la luz es posible utilizar un mecanismo de "clasificación" de coherencia y seleccionar únicamente las componentes más coherentes posibles. De ésta forma la proporción $\langle p : n \rangle$, si bien no es posible aumentar p por la naturaleza intrínseca de la generación luminosa de la fuente, entonces se puede reducir n al seleccionar adecuadamente las ondas que permitan componer una nueva fuente que exhiba una relación$\langle p : n \rangle$ donde haya más probabilidad de correlación y aumente la respuesta coherente.

El mecanismo de **selección de ondas coherentes** parte directamente del resultado del **teorema de van Cittert-Zernike**[35][36] en la descomposición y superposición de las ondas coherentes en el espacio libre del campo de iluminación, a lo que equivale a la difracción de la fuente. De forma similar al principio de Huygens-Fresnel y la respuesta del espacio libre. En esta sección sólo se toma el concepto y el resultado principal. En la sección 3.1 del capítulo 3 se realiza una discusión más profunda sobre el teorema.

La descomposición en ondas base de la fuente permite evaluar la respuesta coherente del campo, en virtud de la geometría del patrón de radiación o la forma de la apertura de iluminación. El análisis calcula la función espacial del grado complejo de coherencia correlacionada asociada al campo, y por ende brinda información sobre las regiones del espacio que exhiben la mayor respuesta coherente posible. La difracción del campo, a partir de algunas consideraciones discutidas en el capítulo 3, se puede aproximar a la transformada generaliza de Fourier normalizada.

El mecanismo analógico que permite generar la transformación de Fourier en una señal luminosa coherente corresponde a una lente convergente, debido a sus **propiedades de transformación bidimensional** por la inclusión de una función base de ondas esféricas, que al superponerse en el punto focal equivalen a la **descomposición del espectro** de frecuencias espaciales reescaladas de la señal inicial.

En el caso de la luz incoherente, la respuesta de la lente cambia obteniendo una transformación similar a la proyección geométrica de la señal. Sin embargo como se posee un campo parcialmente coherente, las regiones que exhiban primariamente un comportamiento coherente adquieren las propiedades de transformación de Fourier de la lente generando su descomposición espacial[37].

Sin embargo es necesario recalcar que no es exactamente una transformada de Fourier lo que se obtiene en luz parcialmente coherente, las propiedades de la respuesta del sistema óptico por la dependencia en la **bi-linealidad de transmisión** generan una respuesta espectral propia entre el sistema y la forma de iluminación produciendo una transformación que no hereda las propiedades de la transformada de Fourier exactamente, sino una respuesta híbrida que intenta manifestar la propiedades de la transformación, debido a que se tienen contribuciones parciales y no completas, a diferencia del régimen coherente.

La distribución de iluminación que se difracta y superpone en el punto focal no es exactamente derivada del teorema generalizado de van Cittert-Zernike en éste caso, sino consecuencia de la respuesta del medio homogéneo de la lente, la cual será descrita a partir del modelo de

Hopkins, por tanto existe una desviación en la forma exacta de la transformación de Fourier en luz parcialmente coherente. Por consiguiente a partir del grado de correlación inicial y la geometría de iluminación, puede manifestarse en el punto focal de la lente un campo que exhiba algunas de las características de transformación y por tanto la información de la correlación cruzada del campo.

Sin embargo este campo parcialmente coherente transformado por la lente genera una representación incompleta de la configuración de coherencia espacial intrínseca del campo por ser una manifestación de la descomposición coherente en un medio material definido, es decir que hay dependencia cruzada de las propiedades geométricas y materiales de la lente, por tanto hay una desviación en forma y escala de la trasformación de Fourier del campo, pero que hasta cierto grado comparten la información aproximada de la distribución de coherencia asociada del campo.

Con la transformada de Fourier del campo o con su forma aproximada es posible seleccionar las componentes más coherentes según su distribución espacial y de correlación cruzada. Como se verá en el capítulo tres en los sistemas de iluminación, el grado de correlación de una apertura circular uniformemente iluminada corresponde a un patrón de Airy descrito por la función jinc cuadrado. Las raíces de la función donde la intensidad es cero corresponden a los puntos de mínima coherencia y será máxima en el lóbulo principal. En los puntos de máxima local, existe un nivel de correlación diferente de cero que contiene intensidad correlacionada pero entre más se aleje del lóbulo central, la luz se torna más incoherente y la intensidad mutua decae según la función jinc^2.

Ésta propiedad de la **descomposición coherente** de la apertura circular permite localizar el punto de máxima coherencia global según el nivel de intensidad, por tanto la composición más coherente de la fuente está sobre el eje central del sistema y entorno a ella decae radialmente el nivel de coherencia y la intensidad. Ésta distribución de intensidad obtenida satisface ser un patrón de difracción y la correlación cruzada simultáneamente, los órdenes de intensidad se pueden atribuir en cierta manera como los "órdenes" de coherencia.

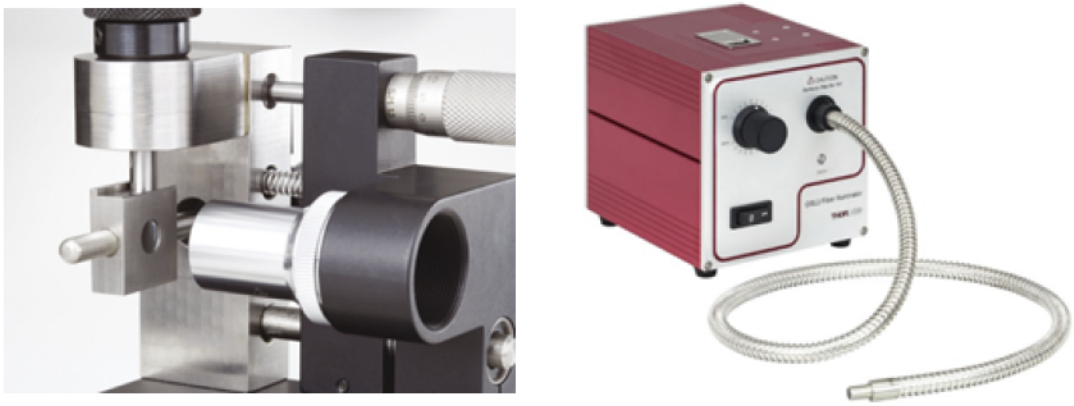
Como resultado las ondas con mayor capacidad de correlación espacial están en el orden cero con el lóbulo principal, y en los órdenes siguientes se encuentran las contribuciones minoritarias de coherencia. Al sesgar los órdenes coherentes presente o alguna parte del lóbulo central se configura las contribuciones parcialmente correlacionadas admisibles, configurando la probabilidad de ocurrencia de eventos del campo para una tendencia más coherente entre menos contribuciones bajamente correlacionadas se incluyan.

Al categorizar las regiones de mayor contribución coherente de la distribución, resta seleccionar qué componentes se excluyen a través de la obstrucción mecánica de ese patrón de difracción. Por las propiedades de la función jinc^2, se requiere incluir los órdenes más bajos, por lo cual se configura un sistema filtrado isotrópico pasobajo para seleccionar la mayor cantidad de elementos de campo con mayor probabilidad de correlación.

Bajo la discusión previa se propone el **ILPC** o el *Incoherent Light Partially Correlated*, un sistema que permita la descomposición coherente en un medio material de una distribución de iluminación para la selección de las componentes de luz con mayor capacidad de correlación. El conjunto está pensado para transformar una apertura de iluminación y a través de altas dioptrías para conformar en un punto focal corto el patrón de difracción, desde el cual

se configura a través de aperturas tipo *pinhole* del orden micrométrico, como los filtros pasobajos.

La forma material del conjunto del ILPC está integrado por el sistema de filtrado espacial para láseres tri-axial M-900, los pinholes 900P-MNT y un objetivo de microscopio M-40X de la empresa Newport. Los componentes se instalan conjuntamente y establecen un sistema como se presenta en la figura 2.5a.

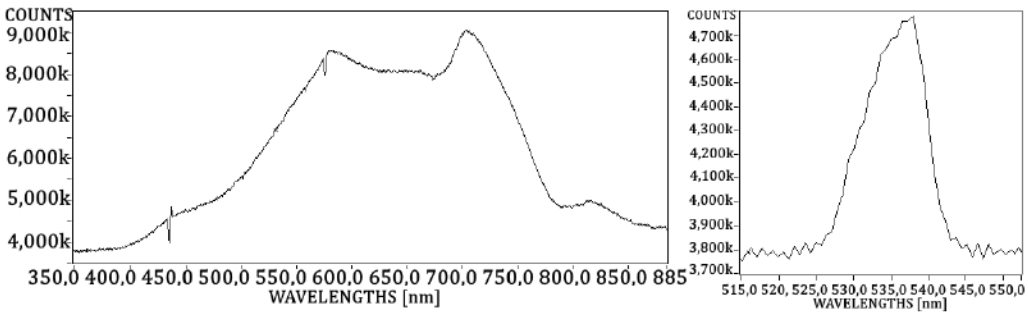


(a) Filtro Espacial Newport

(b) Lámpara Halógena Thorlabs

Figura 2.5: Componentes del ILPC.

La fuente de prueba corresponde a una lámpara halógena de tungsteno en el sistema Thorlabs OSL2 de salida de fibra óptica multimodo. La lámpara es de espectro temporal amplio con composición dominante entre $550-720nm$ y una longitud de onda media sobre $600nm$. El espectro a la salida de la fibra óptica fue medido experimental y tiene la forma de la curva de la figura 2.6a.



(a) Espectro a la salida del OSL2.

(b) Espectro filtrado interferométricamente.

Figura 2.6: Composición espectral de la fuente de luz.

Para el análisis de luz parcialmente coherente, se define una componente del espectro temporal en 532nm y componer una fuente cuasimonocromática a través del filtro de interferencia

Thorlabs FL532-10. El nuevo espectro seleccionado se presenta en la figura 2.6b
Para evaluar los efectos en la **composición de la coherencia** se propone el uso de dos interferómetros para evaluar la correlación cruzada a través del interferómetro de Young y la autocoherencia con el interferómetro de Michelson. Sin embargo para el primer experimento es necesario utilizar dos *pinholes* en un mismo plano que estén a una distancia del orden de la longitud de coherencia y que sean móviles para rastrear los puntos de máxima y mínima interacción. Debido a que no se dispone de éste aparato en el experimento, se analiza principalmente del ILPC el comportamiento en los cambios de la longitud de coherencia e incremento de la correlación desde la autocoherencia con el experimento Michelson. El montaje experimental propuesto se representa desde su modelo CAD en la figura 2.7.

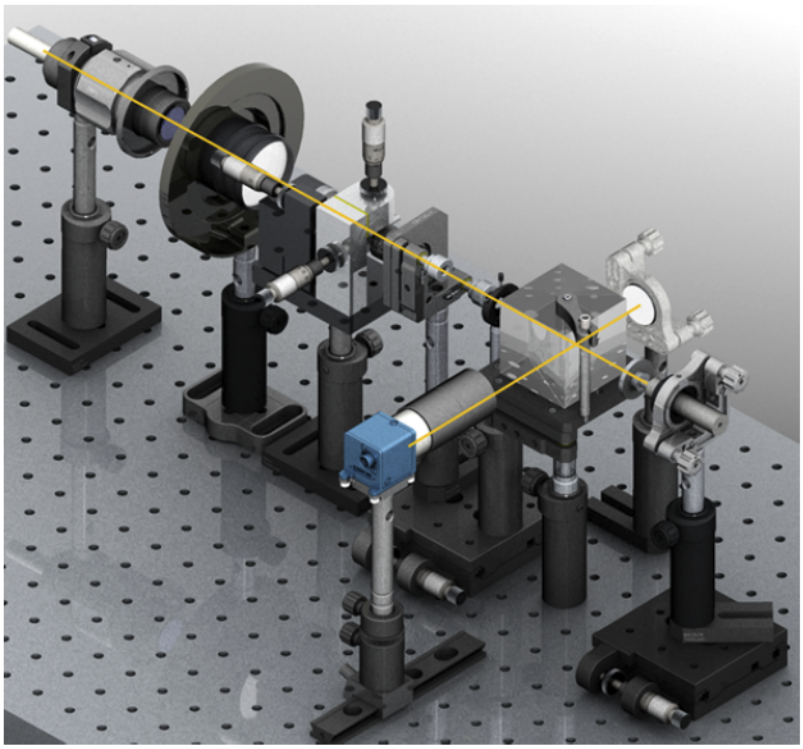


Figura 2.7: Diseño CAD del montaje del experimento de autocorrelación.

El interferómetro lo compone la línea principal del ILPC configurado para proyectar con un objetivo de cinco aumentos la luz que logra salir del *pinhole* de selección de componentes coherente, hacia el cubo divisor del interferómetro en proporción $50:50$. Los espejos de los brazos son correctamente alineados en ambas coordenadas para tener una mínima desviación y tener una diferencia de camino óptico por el orden de la longitud de coherencia de la fuente, que para la fuente halógena en uso equivale alrededor de los $25\mu m$.

El proceso de calibración de la longitud de camino óptico parte del reposicionamiento escalado del espejo de referencia del montaje, que corresponde en éste caso al espejo al final de la línea del ILPC. Éste está instalado sobre dos actuadores. El primero es un tornillo micrométrico Vernier Newport SM-25 con una resolución de $1\mu m$ instalado en una mesa de traslación lineal de Newport M-423 que soporte el conjunto del espejo. El segundo es un piezo actuador

Thorlabs PAS005 de $20\mu m$ de recorrido y controlado por la unidad MDT693A en el modo de $75V$. La resolución del movimiento equivale a $0{,}3\mu m/V$.

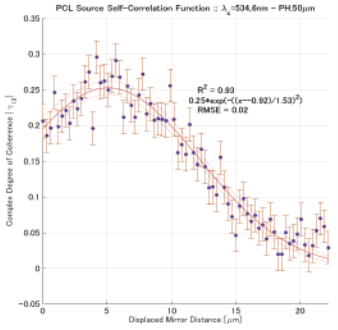
El reposicionamiento se escala a partir de una medición en escala milimétrica de la separación del espejo hasta el centro del cubo. Ambas distancias deben coincidir para ambos espejos desde el margen milimétrico. Posteriormente se reajusta manualmente con el tornillo en un recorrido de $\pm 10\mu m$ desde la posición inicial dejada con la escala milimétrica. Las franjas de interferencia para ésta fuente han de comenzar a aparecer con éste ajuste, siempre y cuando ambos espejos estén bien alineados. Se recomienda tener en visión la respuesta de la cámara para generar una superposición visual de las intensidades provenientes de ambos espejos. De ésta forma se ajusta los espejos y el tornillo Vernier hasta observar un patrón de franjas paralelas. El contraste del patrón es indicador de la cercanía de la mínima distancia de separación, sobre la cual las franjas poseen el mayor contraste. Una vez se encuentre éste punto se conecta el piezo actuador para generar un recorrido desde el centro de la máxima coherencia. Al alejarse de éste punto la profundidad de las franjas decae y se torna a la forma gaussiana original. Ésta región exhibe las propiedades de autocoherencia del campo o la respuesta ante el retardo en un mismo punto de referencia en el otro espejo.

La **función de modulación** de la profundidad de las franjas al aumentar el retardo de camino equivale a la función del grado complejo de coherencia autocoherente del campo, acorde las formulaciones planteadas en la sección 2.3.2. Para la medición de la función se implementó una aplicación en LabVIEW® para generar el recorrido autónomo y el registro de los interferogramas a una tasa de una imagen cada $0{,}3\mu m$ para un total de 75 registros por pinhole. En la nomenclatura que se describe $PHvv$ define la apertura utilizada donde vv es el diámetro en micrómetros.

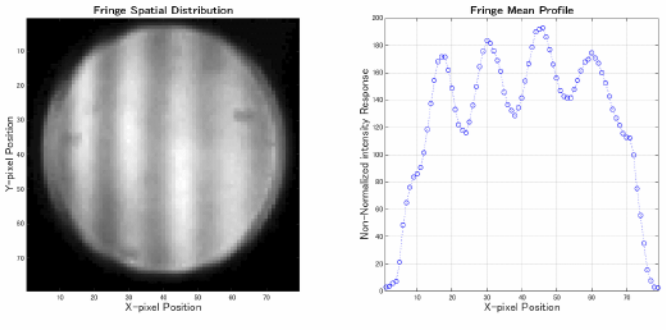
El experimento entonces busca observar los efectos del cambio en la respuesta autocoherente del campo al quitar más órdenes coherentes del patrón difractado en el ILCP al ir cambiando el tamaño de las aperturas. Para el experimento se utilizan las aperturas *pinhole* de diámetro fijo 50, 25, 15,10 y $5\mu m$ de la serie 900P-MNT, bajo las mismas condiciones de distancia de referencia en los diferentes *pinholes*. Los resultados experimentales se presentan en el grupo de imágenes de la figura 2.8.

Cada fila de imágenes corresponden a los resultados experimentales para un *pinhole* en particular, donde se muestran los resultados desde la apertura de mayor diámetro ($50\mu m$) hasta el menor diámetro ($5\mu m$). Las columnas son los grupos de información evaluada de cada apertura utilizada, definiendo un grupo experimentos por *pinhole*. La primera columna en las imágenes, son las curvas experimentales de los contrastes de los 75 interferogramas en relación a la posición del espejo, obtenidos utilizando un *pinhole* particular en el ILPC. La figura muestra la tendencia espacial, a lo que se refiere como **densidad de correlación** y se realiza una curva de ajuste de tipo gaussiana donde la barra de error vertical corresponde a la desviación estándar de la tendencia principal.

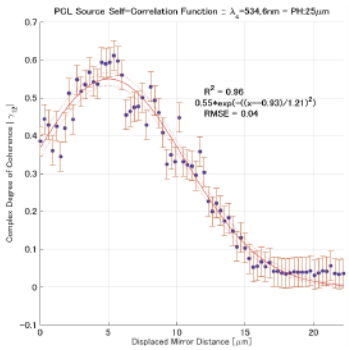
Para cada interferograma registrado, se secciona trasversalmente la distribución de intensidad de forma equidistante a los valores de los *pixeles* centrales, para formar un conjunto de perfiles locales que se utilizan para promediarse y describir el patrón modulado promedio del interferograma, sobre el cual se realiza el cálculo del contraste definiendo el grado complejo de coherencia para esa posición y *pinhole* utilizado.



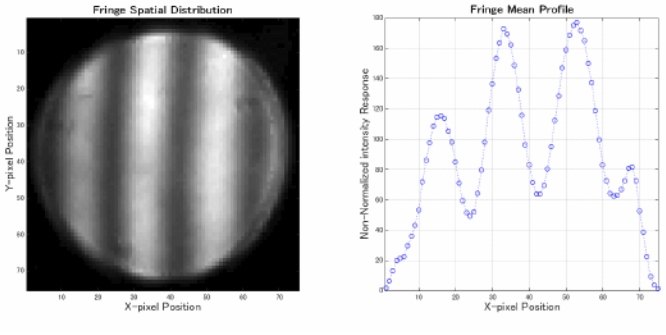
(a) Densidad de correlación



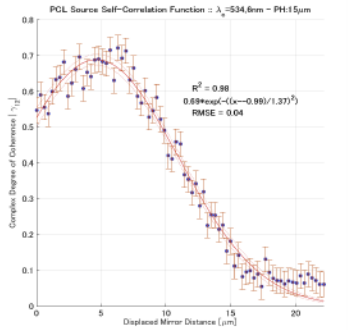
(b) Interferograma de referencia - Apertura - PH50



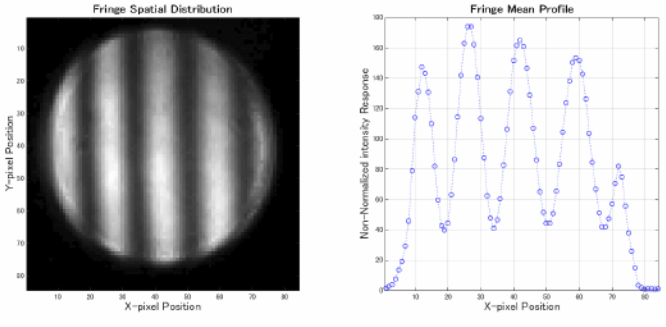
(c) Densidad de correlación



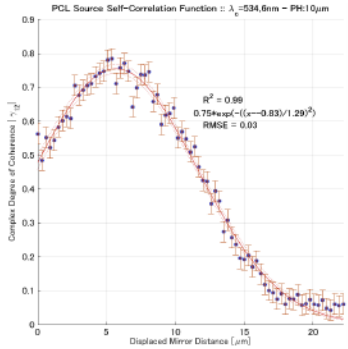
(d) Interferograma de referencia - Apertura - PH25



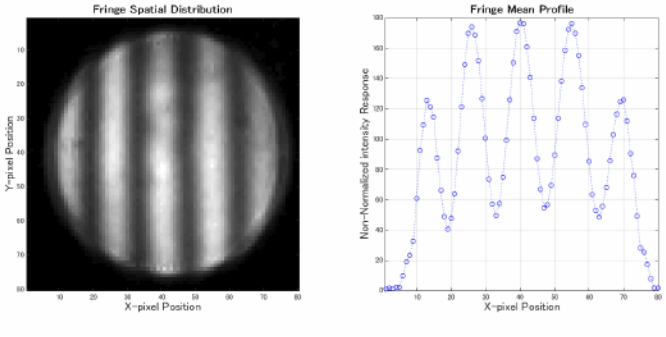
(e) Densidad de correlación



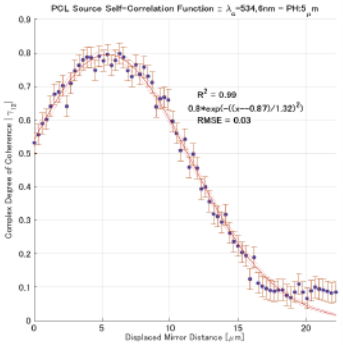
(f) Interferograma de referencia - Apertura - PH15



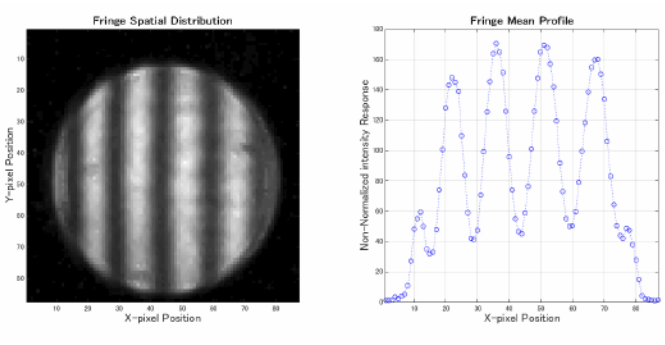
(g) Densidad de correlación



(h) Interferograma de referencia - Apertura - PH10



(i) Espectro OSL2.



(j) Interferograma de referencia - Apertura - PH05

Figura 2.8: Resultados experimentales de la medición de autocorrelación del ILPC.

El promedio del interferograma se utiliza para compensar el ruido y fluctuaciones que puedan contenerse el registro en diferentes puntos. Así mismo da cuenta de la respuesta coherente a través de la modulación en diferentes tramos del campo de intensidades. La figura 2.9 presenta esquemáticamente el procedimiento del promedio que se utiliza.

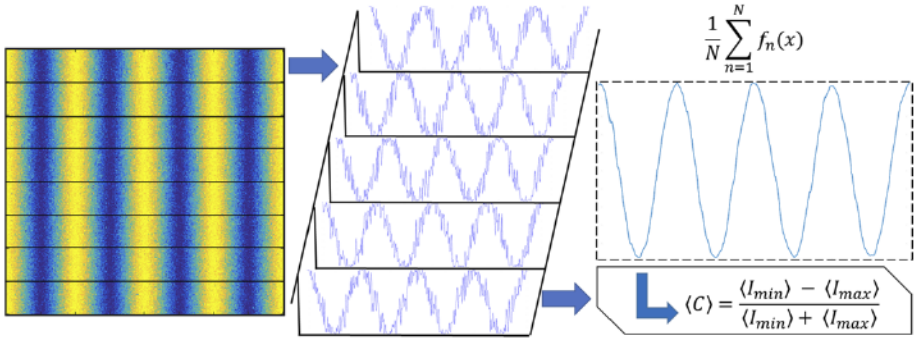


Figura 2.9: Procesamiento de los interferogramas.

La posición del espejo se traduce como el retardo inducido al campo en ese brazo de referencia permitiendo evaluar **la probabilidad de correlación** al incrementar el retardo. La segunda columna es el registro interferométrico visto por el detector en el que permite ver la superposición entre la luz del campo lumínico reflejado por ambos espejos para cada punto recorrido. La tercera columna es la modulación promedio del interferograma del cual se toma el valor del contraste.

Al generar un diagrama de esparcimiento con los datos de cada contraste en cada punto se observa el comportamiento global del decaimiento en la profundidad de las franjas al aumentar la distancia. Utilizando una función de ajuste de datos, se observa un comportamiento de tipo gaussiano sobre el cual la modulación decae y la respuesta de los campos es de superposición incoherente. Las curvas de ajuste tienen un RMS del error de ajuste entre $0{,}02 - 0{,}04$ y R^2 entre $0{,}93 - 0{,}99$, permitiendo confirmar la fiabilidad sobre la función que reconstruye el comportamiento experimental.

Acorde la posición de referencia todas las mediciones se realizaron desde el otro lado de la función gaussiana permitiendo generar un ascenso al punto de mayor coherencia y descenso

hasta el final de la modulación. El corrimiento espacial al máximo de coherencia es de $5\mu m$ los datos están contenidos desde $-5\mu m$ hasta $15\mu m$ respecto a la distancia del máximo, para un recorrido total de $20\mu m$. La función de respuesta se asume simétrica en la dirección opuesta del recorrido.

En el análisis entre los diferentes grupos del experimento para cada *pinhole*, los datos exhiben un comportamiento global del aumento de la profundidad de las franjas para las mismas distancias del espejo, indicando entonces un incremento del grado complejo de coherencia en todos los puntos evaluados, aludiendo entonces al aumento de la respuesta auocoherente del campo con la reducción de la apertura. En la figura 2.10 se presenta la comparación gráfica entre las curvas de modulación de la respuesta coherente para los cinco *pinholes* utilizados. La escala de las funciones de ajuste se preserva tal cual fueron obtenidas.

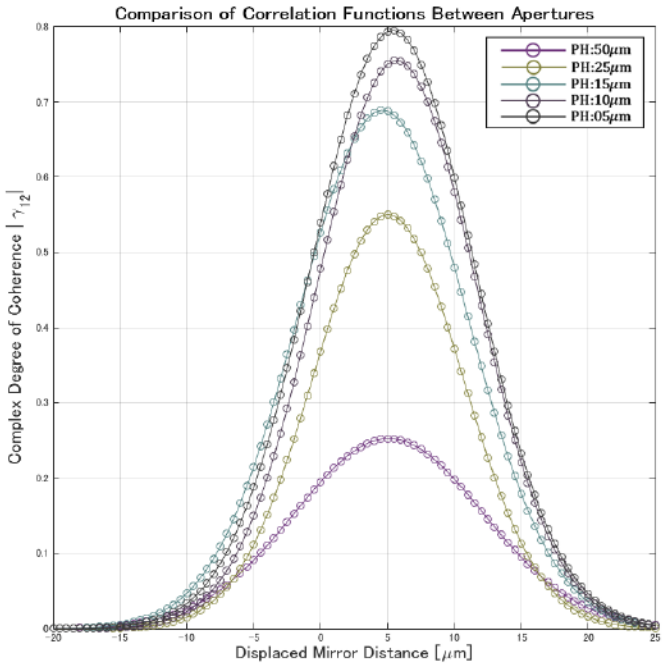


Figura 2.10: Comparación de las densidades de autocorrelación.

Como consecuencia la respuesta autocoherente manifiesta un incremento de la agudeza de la función gaussiana observándose en mayores contrastes para los mismos retardos, por tanto la respuesta coherente efectiva del campo ha aumentado. Así mismo se observa la existencia de un crecimiento leve del ancho gaussiano entre las curvas vistas, en el que se considera que al mejorar la respuesta coherente la probabilidad de interacción aumenta también para distancias que anteriormente no tenían una respuesta coherente demarcada.

La longitud de coherencia de la fuente no se ve afectada salvo por la selección del ancho de banda cuasimocromático estrecho, que genera un crecimiento del tiempo de interacción entre diferentes vectores de onda para el nuevo ancho de banda Δw. A parte de esto no hay variaciones en la respuesta natural intrínseca del campo, ya que la emisión espontánea de la fuente se preserva y sus propiedades aleatorias en la frecuencia de interacción no

cambian. Lo que se ha permitido es que la proporción de eventos $\langle p : n \rangle$, con el que se inició la discusión en la sección, entre sucesos promedios coherentes e incoherentes efectivamente fue modificada al recortar todas las contribuciones coherentes con todos sus grados de correlación cruzada originales, a solamente las contribuciones que exhibieron la mayor probabilidad espacial de correlación que se manifestaron en la descomposición coherente en el medio homogéneo, cuales fueron seleccionadas a través del filtro pasobajo, como se había propuesto en la formulación del concepto del ILPC.

La población de eventos mayoritariamente incoherentes originales generados por el conjunto de ondas de la fuente espacialmente diversas se reduce con el ILPC, aumentando la probabilidad de que en el nuevo campo filtrado y en un mismo punto del espacio ocurra interacción coherente entre ondas que comparten una misma y definida distribución de correlación espacial para cualquier instante de tiempo o realización del ensamble, aumentando la respuesta coherente global medible.

Un experimento adicional que se propone para evaluar la respuesta autocoherente global del campo óptico de la fuente, es utilizar diferentes compones de su espectro temporal para ajustarlas individualmente en el montaje interferométrico anterior. De ésta forma se busca evaluar el corrimiento relativo de la función autocoherente para cada diferente vector de onda en diferentes *pinholes*. En la observación se espera encontrar cómo el periodo espacial de las ondas, para un mismo retardo espacial en los espejos, se traduce en el incremento o decremento de la distancia efectiva de interacción por longitud de onda, manifestando el umbral de interacción espacial nominal del espectro de la fuente desde su frecuencia más grande hasta la más pequeña.

2.4.2 Modulación espacial de campos correlacionados

Los sistemas de **modulación espacial** de luz utilizan el concepto de introducir desfases controlados a través de cristales líquidos orientados a través de una distribución de voltajes que orientan éstas **moléculas birrefringentes** en una dirección definida, obligando que la luz incidente transite por un medio dinámico controlable cuyo efecto está en el control de un camino óptico local definido. El resultado global es la inclusión al campo de un nuevo mapa de fase que se manifiesta al propagarse[38].

Independientemente del nivel de coherencia, cada campo ve un cambio del índice de refracción y guarda la fase proyectada en el modulador. El efecto principal que se puede pensar de la coherencia en éste proceso deriva de la forma en como se difracta y se superpone la luz. Por lo tanto serán éstos cambios en la forma de interacción junto a la respuesta del medio, los factores que definan la manifestación final en intensidad del campo para una particular fase inducida en el SLM.

En campos parcialmente coherentes la descomposición coherente o difracción que sufre el campo en un medio homogéneo está descrita por la ecuación de Hopkins, la cual se desarrolla en profundidad en el capítulo tres. El modelo define que la transformación que sufre una intensidad correlacionada que se propaga en el medio depende de la distribución espacial de la correlación, la bilinealidad en la función de transmisión y la función pupila del sistema.

Dependiendo del tipo de modulación de fase o amplitud, las funciones de transmisión serán diferentes. Mientras la modulación en amplitud genera cambios sobre la distribución de intensidad a través de la superposición controlada en los cristales, la modulación en fase incorpora un cambio en el mapa de fase por retardos controlados.

En ambos casos la interacción con el medio conlleva a la difracción y superposición local en los cristales, la cual será ponderada según la correlación del campo. El efecto se traduce entonces en cómo el campo interactúa dentro del cristal líquido y como se superpone en el plano de observación. Si el SLM se encuentra instalado en un sistema de correlación 4F, la respuesta del sistema se observará sobre la distancia f de la segunda lente.

A continuación se desarrolla una explicación del modelo que describe este tipo de procesos, para lo cual se utilizaran algunos de los conceptos que se ven en el capítulo tres. Se presentan los modelos fundamentales y se ajusta a la forma que describe el fenómeno. Para más detalle sobre las propiedades de la formulación se remite a la primera etapa del capítulo tres. La interacción con el medio se puede plantear con la fórmula de Hopkins

$$\Gamma_{12}(Q_1,Q_2,\tau_0)=\int_A\int_A \Gamma_{12}(P_1,P_2,\tau_0)K(P_1,Q_1)K^*(P_2,Q_2)dP_1dP_2, \tag{2.77}$$

que describe la interacción de dos puntos $P_1(x,y)$ y $P_2(x,y)$, de una intensidad mutua incidente desde un plano $\boldsymbol{P}$ a través de la función de transmisión bilineal del medio $K(P;Q)$ en dos puntos correlacionados del plano A transformado $Q_1(\xi,\eta)$ y $Q_2(\xi,\eta)$. En general la función de intensidad mutua incidente se puede categorizar en tres modelos de correlación cruzada[39].

- Campo coherente: $|\gamma_{12}(P_1,P_2,\tau_0)|=1 \quad | \quad \forall \quad P_j\in P.$
- Campo incoherente: $|\gamma_{12}(P_1,P_2,\tau_0)|=0 \quad | \quad \forall \quad P_j\in P.$
- Campo no uniforme Schell-Model : $\Gamma_{12}(P_1,P_2,\tau_0)=\sqrt{(I(P_1))}\sqrt{(I(P_2))}\gamma_{12}(\Delta P).$

El modelo de campo no uniforme fue propuesto por Allan C. Schell en 1956 en su tesis doctoral[40], el cual define la correlación cruzada en función de la distancia ΔP entre los puntos correlacionados. Como caso particular de subclases del modelo no uniforme se encuentran:

- Campo cuasihomogéneo: $\Gamma_{12}(P_1,P_2,\tau_0)=I(\bar{P})\gamma_{12}(\Delta P).$
- Gaussian Schell-Model:

$$\Gamma_{12}(P_1,P_2,\tau_0)=\left[I_0\exp\left(-\frac{\rho_1^2}{2\sigma_{s1}^2}\right)\right]^{1/2}\left[I_0\exp\left(-\frac{\rho_2^2}{2\sigma_{s2}^2}\right)\right]^{1/2}\left[\exp\left(-\frac{\Delta\rho^2}{2\sigma_\gamma^2}\right)\right], \tag{2.78}$$

donde $P\equiv(P_1+P_2)/2, \rho_j=(x_j^2+y_j^2)^(1/2)$ y $\Delta_j=(\Delta x^2+\Delta y^2)^(1/2)$, σ_{sj} corresponde a la longitud de la cintura del haz gaussiano y σ_γ corresponde a la longitud de correlación del campo o

a la longitud de coherencia, valor que equivale a la distancia de interacción observada en el experimento del ILPC. El modelo no uniforme gaussiano define la interacción ponderada entre intensidades correlacionadas gaussianas y es relevante en la descripción de los **haces Laguerre-Gauss** (LG) parcialmente coherentes. En el caso de una apertura circular la correlación será descrita por la función BesselJ1 de la primera clase, como se utilizó en el experimento del ILPC.

Dependiendo de la distribución del campo incidente y coherencia, la correlación cruzada toma forma en alguno de los modelos mencionados. Ésta correlación es afectada por las amplitudes de transmisión cuando incide sobre la apertura finita del modulador, definiendo una nueva correlación en términos de la función de transmitancia $T_{SLM}(P_j)$adecuada que describa la geometría del modulador. La definición de la función será

$$\Gamma_{12}(P_1,P_2,\tau_0)_{Trs} = T_{SLM}(P_1)T^*_{SLM}(P_2)\Gamma_{12}(P_1,P_2,\tau_0)_{In}. \tag{2.79}$$

La transformación de la correlación será entonces función de la transmitancia $T_{SLM}(P_j)$ sobre el modulador y de la función de transmisión bilineal $K(P_1,Q_1)$. En éste caso se puede confundir ambas funciones por su parecido al término. Para aclarar la función de transmitancia define las amplitudes complejas que pueden ingresar al SLM.

La **función de transmisión** define la transformación de las amplitudes incidentes, la cual tiene dependencia en las propiedades electrónicas, el tipo de molécula del cristal líquido (*Parallel* o *Twisted nematic*) el tiempo de respuesta, oscilación de las moléculas (*flickering*), el modo de transmisión o reflexión, el sustrato, la pupila discreta y la resolución del *pixel*, entre otras propiedades propias de cada dispositivo. Finalmente tiene también dependencia en la imagen que se proyecta, para configurar la pupila. La forma de medición de la función se puede realizar a través de la evaluación de la respuesta al impulso con una señal puntual. La forma general de la transformación se establece como

$$\begin{aligned}\Gamma_{12}(Q_1,Q_2,\tau_0) = \int_A\int_A & T_{SLM}(P_1)T^*_{SLM}(P_2)\Gamma_{12}(P_1,P_2,\tau_0)_{In} \\ & \times K_{SLM}(P_1,Q_1)K^*_{SLM}(P_2,Q_2)dP_1dP_2.\end{aligned} \tag{2.80}$$

La intensidad resultante de la modulación es el resultado de un proceso complejo aproximadamente estable entre la interacción luz-materia, la estadística del medio y las propiedades estadísticas de las fluctuaciones del campo reflejadas en la coherencia. Éste análisis se presenta como aplicación particular del estudio estadístico de la luz en el desarrollo de un sistema que se busca incorporar en el microscopio prototipo.

Como aplicación experimental del ILPC se utiliza un montaje para la **generación de vórtices ópticos** parcialmente coherentes utilizando un modulador a transmisión (descontinuado) LC2002. El esquema del montaje se presenta en la figura 2.12.

El montaje está propuesto para evaluar la respuesta autocoherente presente en el campo tras el ILCP al igual que la posibilidad de la modulación espacial de la luz emergente del sistema. El propósito del montaje está en la observación de los posibles efectos ocasionados

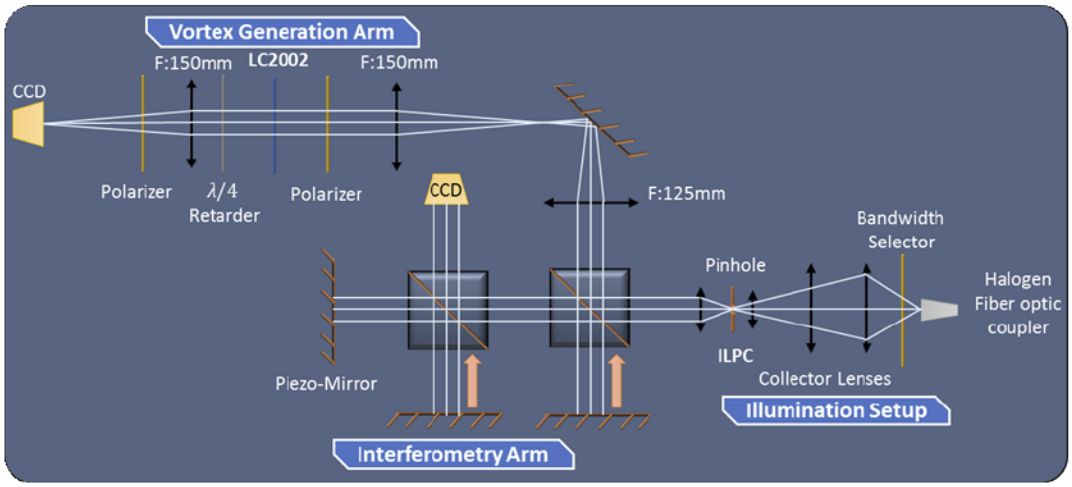


Figura 2.11: Vista esquemática del montaje.

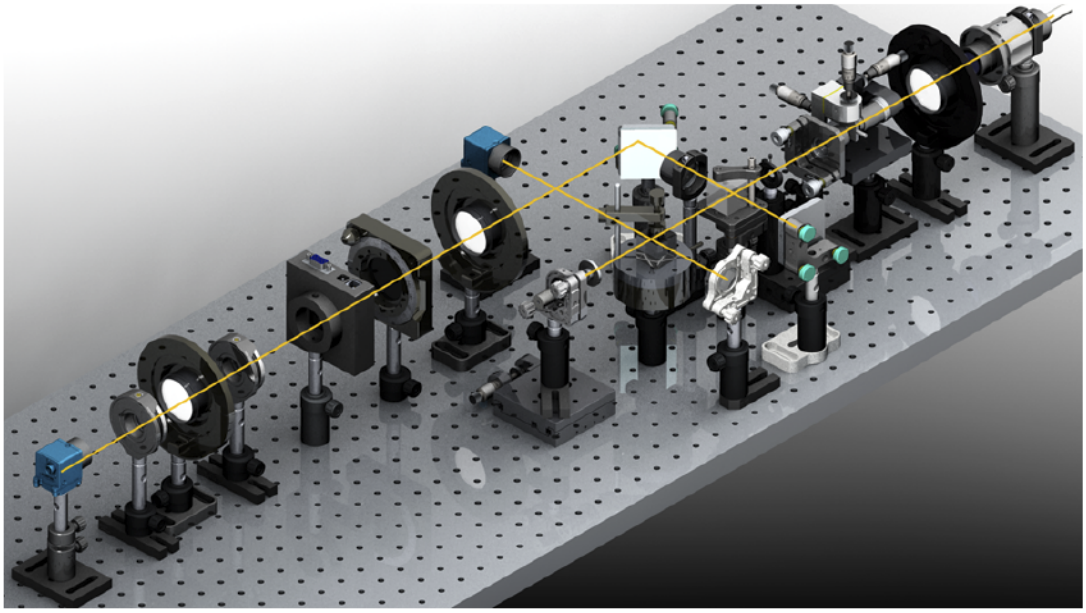
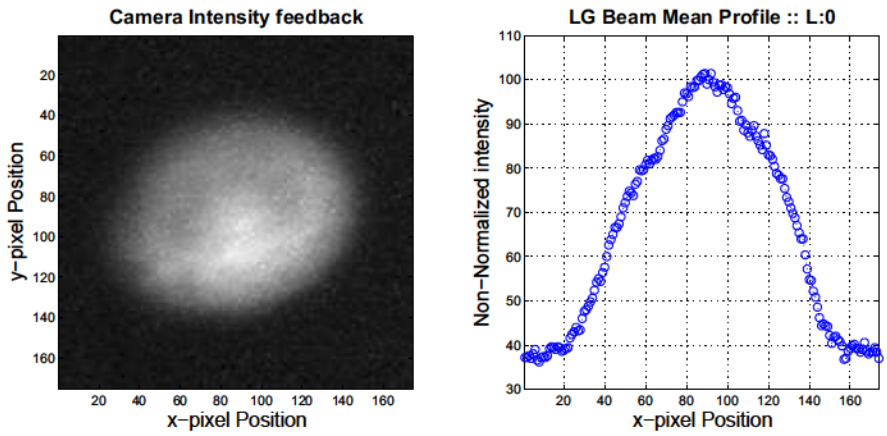


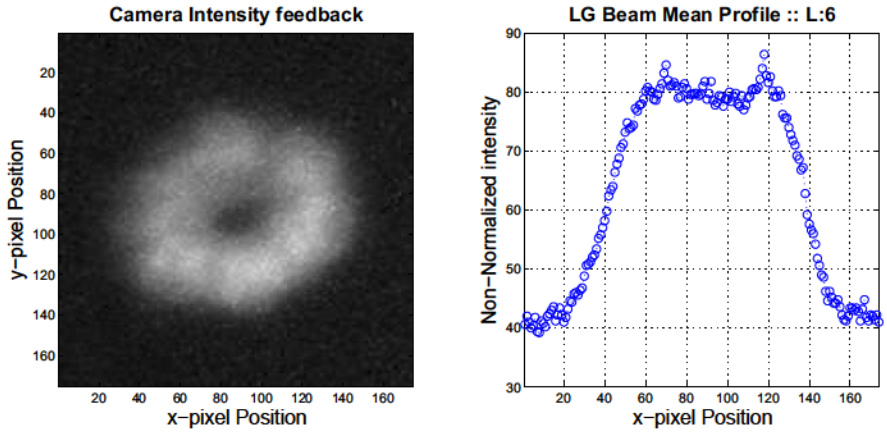
Figura 2.12: Diseño CAD del montaje de modulación por transmisión y autocorrelación.

al incrementar la respuesta coherente a través de los *pinholes*. Éste consta de tres secciones principales: Iluminación con el ILPC, interferómetro de autocorrelación y el generador de vórtices. Dos detectores son instalados a la salida de los dos sistemas anteriores para monitorear la autocorrelación y la distribución Laguerre-Gauss. Algunos de los resultados experimentales con la apertura de $25\mu m$, se presentan en conjunto de la figura 2.13.

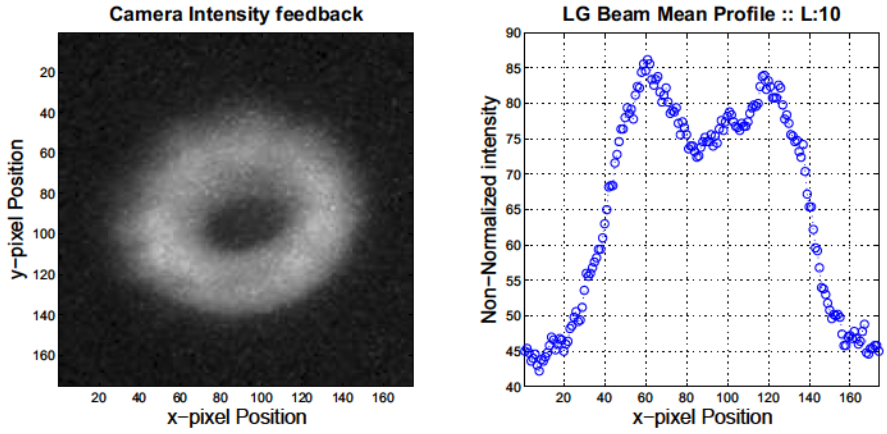
Las intensidades obtenidas en las figuras previas son vórtices fuera de eje de orden uno de difracción, generados por el modulador instalado en un correlador 4F, con la luz incidente y proyectada desde el ILPC. La máscara de fase se prepara con una red de difracción tipo *blaze* combinada con la **estructura espiral helicoidal** de **carga topológica** especificada. Ambas



(a) Distribución de intensidad – $TP = 0$.



(b) Distribución de intensidad – $TP = 6$.



(c) Distribución de intensidad – $TP = 10$.

Figura 2.13: Modulación helicoidal de fase parcialmente correlacionada.

estructuras de fase son generadas y proyectadas al modulador través de la herramienta de software Holoeye.

Debido a las capacidades del modulador el máximo valor de modulación de fase es de $1{,}3\pi$, por lo que las vórticidades para cargas topológicas bajas no se manifiestan definidamente en el comportamiento de intensidad por lo que se aumenta a cargas superiores para visualizar el efecto de la modulación.

En relación a los efectos del ILPC modulado con los diferentes *pinholes* se observan cambios en la distribución de intensidad con el incremento de la profundidad del vórtice y en una definición mayor del *kernel*. El efecto se atribuye a dos aspectos: La reducción del tamaño del *spot* gaussiano incidente permitiendo que la vorticidad a menor campo se manifieste mejor definida, y los efectos del aumento de la respuesta coherente.

De manera similar al experimento interferométrico, el **campo modulado** es la superposición de un gran número de ondas. Bajo los efectos analizados anteriormente, la reducción de la apertura aumenta la probabilidad de encontrarse, en la misma región del espacio, ondas con una mayor capacidad de correlación debido a su similitud en las propiedades espaciales con las que se ilumina el modulador. Por consiguiente la probabilidad espacial de eventos coherentes incrementa y por consiguiente la intensidad se torna más hacia los efectos del régimen coherente, de ésta forma el campo que genera el vórtice tiene mayor capacidad de interacción y facilita la definición de las propiedades del haz Laguerre-Gauss. En la figure 2.14 se representa los resultados obtenidos para cada uno de los pinholes de la serie.

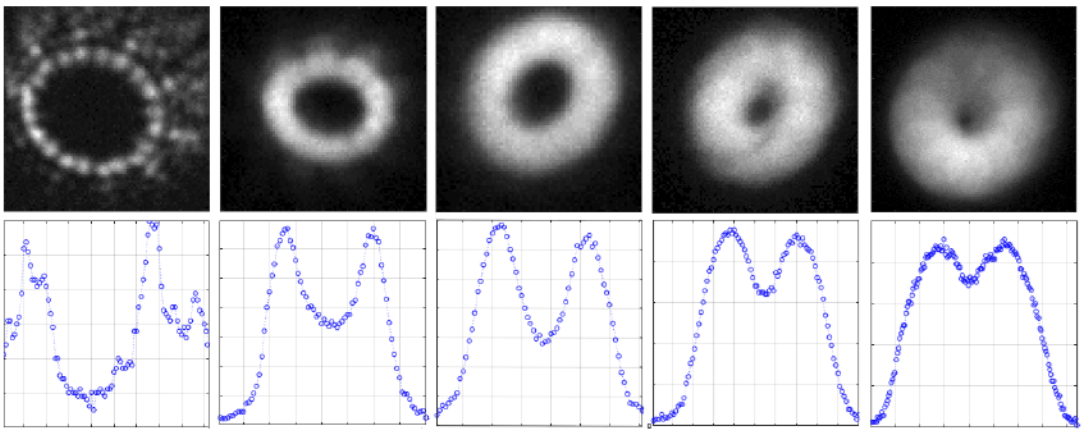
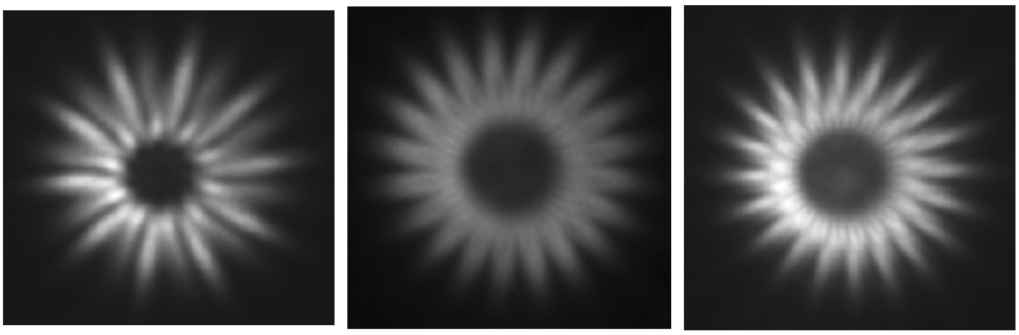


Figura 2.14: Efectos de la apertura en la formación de vorticidades ópticas.

Cada columna representa el grupo obtenido con el *pinhole* de izquierda a derecha $5\mu m$, $10\mu m$, $15\mu m$, $25\mu m$ y $50\mu m$; el registro de intensidad es acompañado por el perfil promedio transversal. Con las aperturas desde de $10\mu m$ hasta $5\mu m$ se observa efectos difractivos e interacción ondulatoria adicional en los bordes del vórtice como consecuencia de la difracción inducida por la apertura, ocasionando que el haz inicial con el que se iluminó el modulador tuviese una distribución tipo gaussiana modificada por la forma en que se haya difractado y superpuesto el campo con las ondas más coherentes.

Para todos los casos se utilizó el mismo filtro interferencial y la misma red de difracción con cargas topológicas de orden 10, para observar con mejor definición los aspectos de la distribución de luz. Los valores de exposición fueron ajustados para compensar la reducción de intensidad en el filtrado en valores intermedios de no saturación para tener una respuesta lineal entre intensidades.

Adicional al experimento, se definió generar la **modulación policromática** de la fuente, con el que se generaron los patrones de intensidad de la figura 2.15.



(a) (b) (c)

Figura 2.15: Modulación híbrida de campos policromáticos.

Estas distribuciones de intensidad son el efecto conjunto de dos factores: la **modulación parcial** de diferentes longitudes de onda, puesto que el modulador fue calibrado para el 532nm, exhibiendo una modulación mayoritariamente de amplitud de la estructura de la máscara, y el efecto del corrimiento cromático lateral por el cromatismo de las lentes.

El registro no se considera una vórticidad en su totalidad y se presente en ésta sección como una observación curiosa durante la etapa experimental. Las tonalidades se distribuyen desde un rojo central hasta un azul externo. El patrón proyectado corresponde a la misma máscara helicoidal de décimo orden con el máximo valor de desplazamiento de la red, generando una estructura submuestreada por la resolución del modulador. Los órdenes desplazados hasta éste valor se superponen entre sí formando un efecto conjunto para la distribución de intensidad. Diferentes aperturas generan cambios también en la forma final obtenida.

Para la evaluación interferométrica de la fase proyectada se propuso un experimento con el interferómetro Mach-Zehnder con el brazo de modulación, removiendo el interferómetro de michelson para proyectar la luz que se separa de la salida del ILPC hasta la salida del correlador óptico. Sin embargo tras la implementación del montaje, el proceso interferométrico no se evidenció y se atribuye a la gran descompensación de la diferencia camino óptico entre los brazos en parte por la densidad del medio del LC2002 y los elementos polarizantes, resultando en la incertidumbre de la distancia de compensación de los brazos.

Para evaluar la respuesta de la fase al mismo tiempo de la evaluación de la modulación, se propuso implementar con el modulador de reflexión Holoeye PLUTO-VIS-056 de solo fase, un interferómetro de Michelson al instalar el dispositivo como uno de los espejos de los brazos. La capacidad de modulación de éste SLM es de 2π para la longitud de onda calibrada, y para

las otras longitudes de onda resulta en sobre modulación de cualquier valor de 2π a $2{,}18\pi$. En la figura 2.16 se presenta la configuración del montaje del interferómetro.

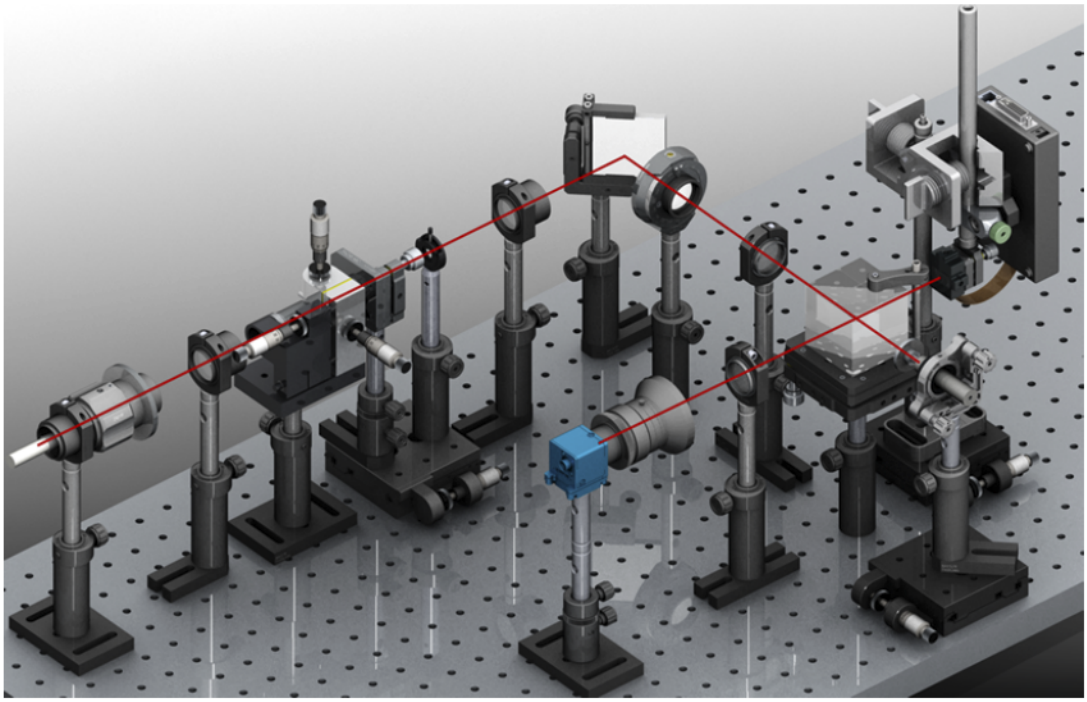


Figura 2.16: Diseño CAD del experimento de modulación y autocorrelación del PDLS.

El modulador se instala en configuración de correlación 4F, ubicándose en el plano de la pupila del sistema a una distancia f de la primera lente. El espejo que representa corresponde al brazo de referencia por lo que una vez ubicado y a lineado no se desplaza. De forma similar al montaje inicial interferométrico del ILCP, se posiciona el brazo objeto sobre el espejo con el piezo-actuador Thorlabs PAS005 y el tornillo Vernier, calibrando las distancias bajo el mismo procedimiento escalado. Una vez con las franjas de interferencia vistas en la cámara a la salida del 4F, se instala un polarizador a la entrada del interferómetro, para ajustar el estado de polarización par ser paralelo con el estado del modulador. Con la máscara espiral proyectada se observa entonces la fase inducida por el SLM.

El detector está a la distancia f de la segunda lente y tiene instalado un objetivo de cámara que hace imagen de las superficies de ambos espejos para observar el campo en interferencia desde la superposición de las dos imágenes de los brazos, en lugar de las franjas de interferencia en la distribución Laguerre-Gauss a la salida del 4f.

A diferencia del primer experimento con el que se incluyó una **red de difracción de fase** para separar y detallar mejor los vórtices, para poder mantener la distancia de coherencia controlada, el campo debe estar en eje, por lo que el orden ±1 que tiene la mejor definición del vórtice no se puede separar del orden cero. Por consiguiente en el punto focal de observación del 4F todos los órdenes están presentes y no hay adecuada distinción de la intensidad con la vorticidad. Por éste motivo se definió observar los planos de los espejos individuales y la fase inducida.

El propósito del experimento es observar los posibles efectos en la definición de la fase incorporada en la modulación a partir de la mejora en la respuesta coherente con la reducción del diámetro del *pinhole* en el ILPC. Adicionalmente el tipo de luz que se utiliza en las primeras pruebas es policromática, viendo la fase relativa para todas las componentes de la lámpara. El experimento utiliza la misma aplicación LabVIEW® implementada para adquirir cuatro interferogramas por cada carga topológica ($TC = 5$) por cada apertura utilizada para un total de 100 registros de intensidad.

Especial precaución se recomienda en el aumento o decremento de la distancia del espejo objeto para cambiar la fase. Cambios de ésta distancia no solo se traducen en cambios de fase sino en la reducción de la distancia de mejor autocorrelación, ocasionando variaciones en el factor de modulación y en la información de la luz del fondo contenidas por cada registro interferométrico.

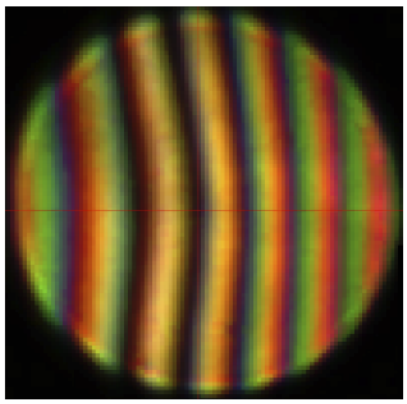
Esto puede afectar los algoritmos de recuperación y desenvolvimiento de fase. Se recomienda localizar el espejo a la mínima distancia de máxima autocorrelación y generar variaciones del orden de la resolución del actuador para oscilar cercanamente sobre éste punto, disminuyendo los efectos en la modulación de la señal y aumentar la definición de la fase obtenida.

La fase se analiza tomando un conjunto de cuatro intensidades referenciales sin modulación y el conjunto de modulado cuatro interferogramas. Los registros se procesan utilizando el algoritmo del Advanced Iterative Algorithm[41] para la recuperación del mapa de fase la fase y el corrimiento de fase. Con la fase de referencia y la fase modulada se realiza una resta desde el exponente complejo entre ambos mapas y se obtiene la fase envuelta con la vorticidad de interés.

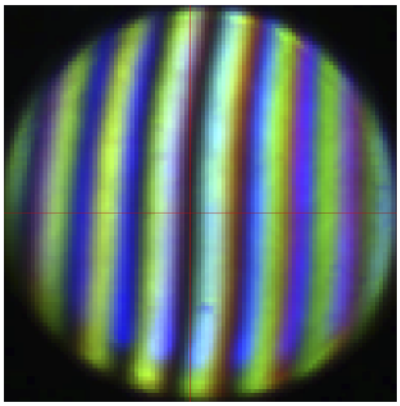
La fase obtenida se desenvuelve a través del algoritmo PUMA-HO[42] con un valor de exponente de potencial clique dos. En las cargas topológicas unitarias la fase envuelta describe un comportamiento similar en la forma helicoidal respecto a su parte desenvuelta. Mientras que en las cargas topológicas de mayor nivel, las múltiples singularidades azimutalmente distribuidas componen una gran fase helicoidal en su parte desenvuelta.

Debido a las otras componentes del espectro temporal a parecen unas oscilaciones periódicas en el mapa de fase, indicando parte del corrimiento espectral del valor de fase. En la región de mínimo camino óptico todas los patrones de interferencia de las distintas longitudes de onda tienen un origen común en el que se observa el mínimo valor de intensidad y no hay corrimiento relativo de intensidad apreciable para ésta zona; coincide valle-valle de todas las componentes aproximadamente. Rápidamente al desplazarse de este punto, se atrasan y adelanten las componentes generando el típico corrimiento visible entre el rojo, verde y azul, como se muestra en las mediciones de la figura 2.17 de la lámpara halógena y un LED.

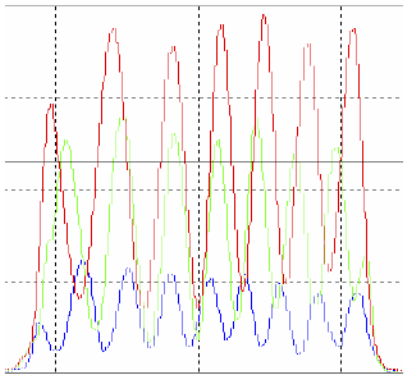
El registro cromático fue obtenido a través de la autocorrelación en el experimento de Michelson sin modulación, con el detector cromático Thorlabs DCC1645C. Las oscilaciones marcadas entonces en los mapas de fases recuperados con modulación corresponden directamente al **corrimiento espectral** de las franjas.



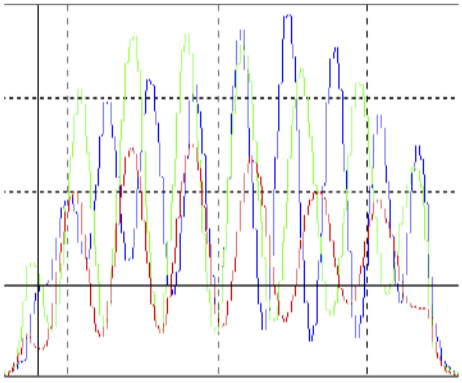
(a) Interferograma de lámpara halógena



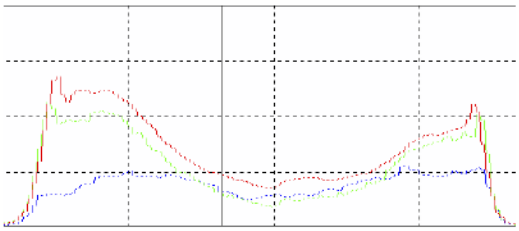
(b) Interferograma de LED



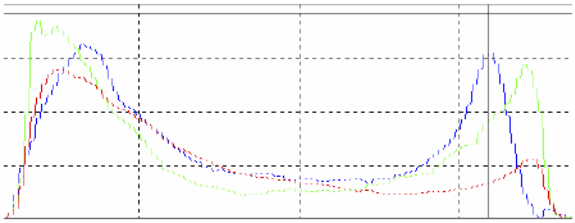
(c) Perfil horizontal de intensidad.



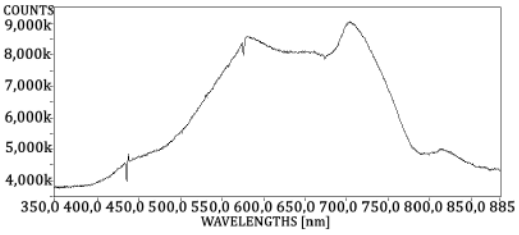
(d) Perfil horizontal de intensidad.



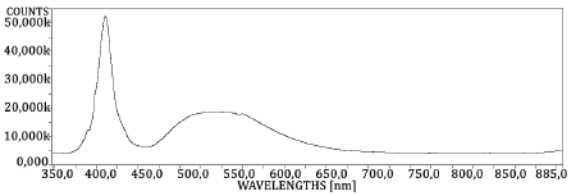
(e) Perfil vertical de intensidad.



(f) Perfil vertical de intensidad.



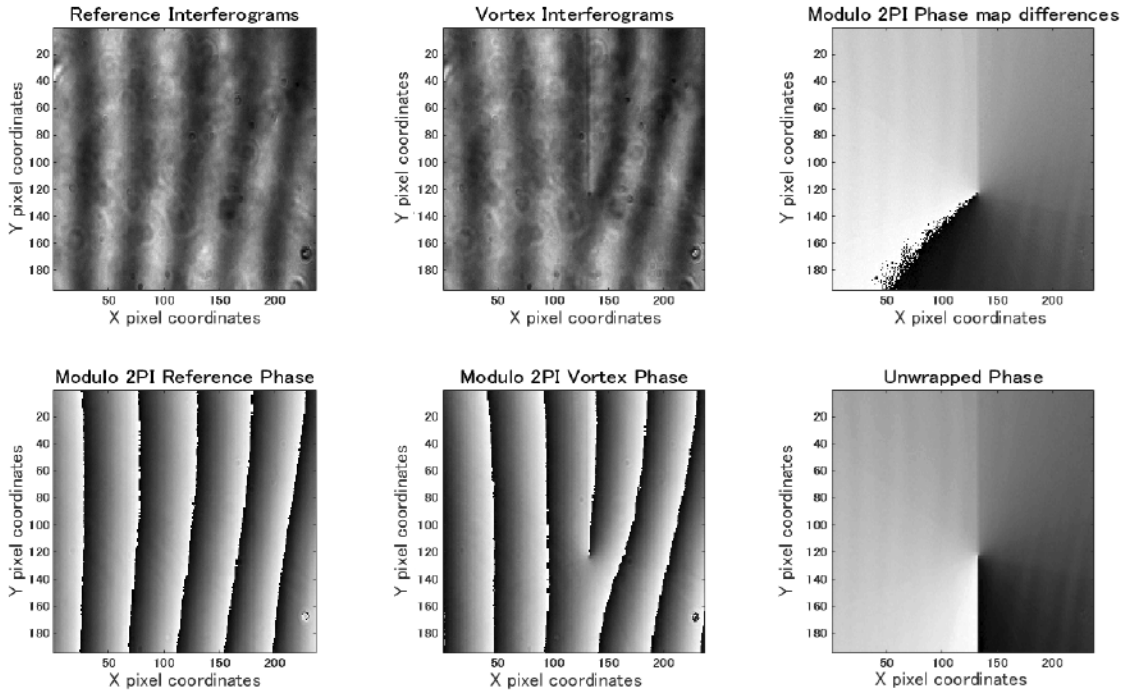
(g) Composición Espectral Lámpara Halógena.



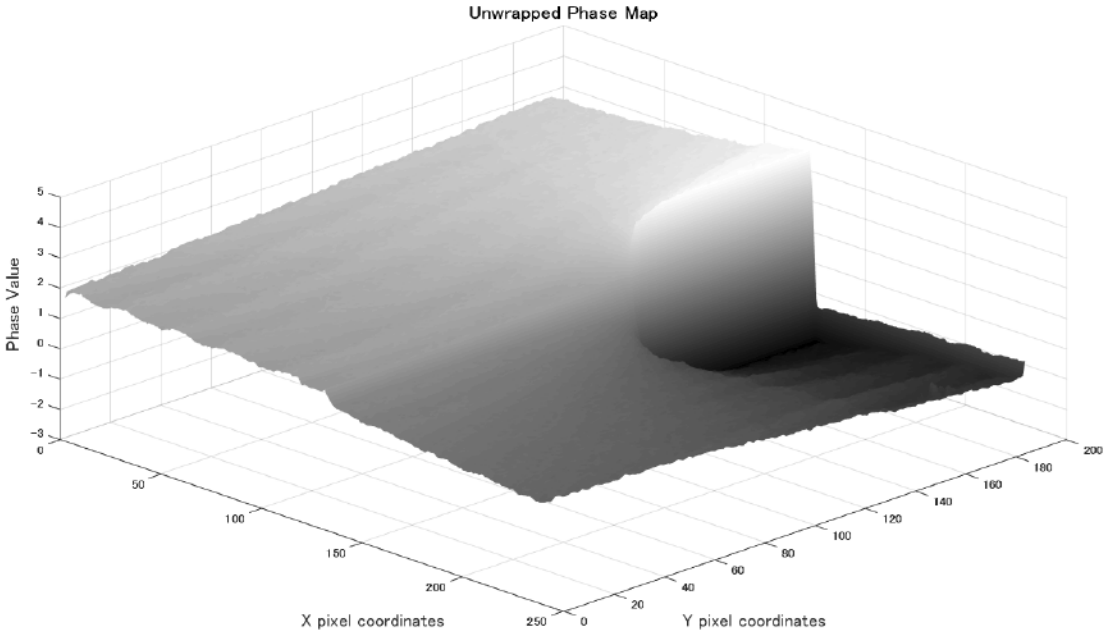
(h) Composición Espectral LED.

Figura 2.17: Observación del corrimiento y composición espectral de las fuentes.

Los resultados a analizar corresponden al grupo de una sola carga topológica para los diferentes *pinholes* del set 900, y se presentan a continuación en el conjunto de imágenes de la figuras 2.18 - 2.22.



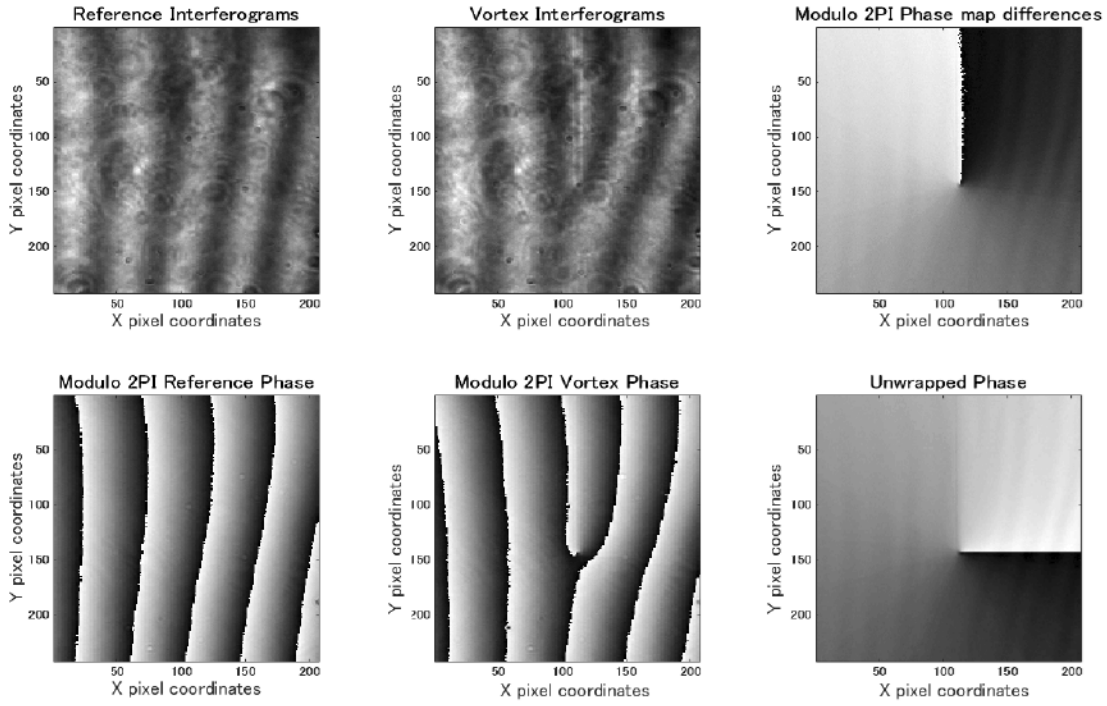
(a) Análisis de fase modulada en luz blanca - PH50.



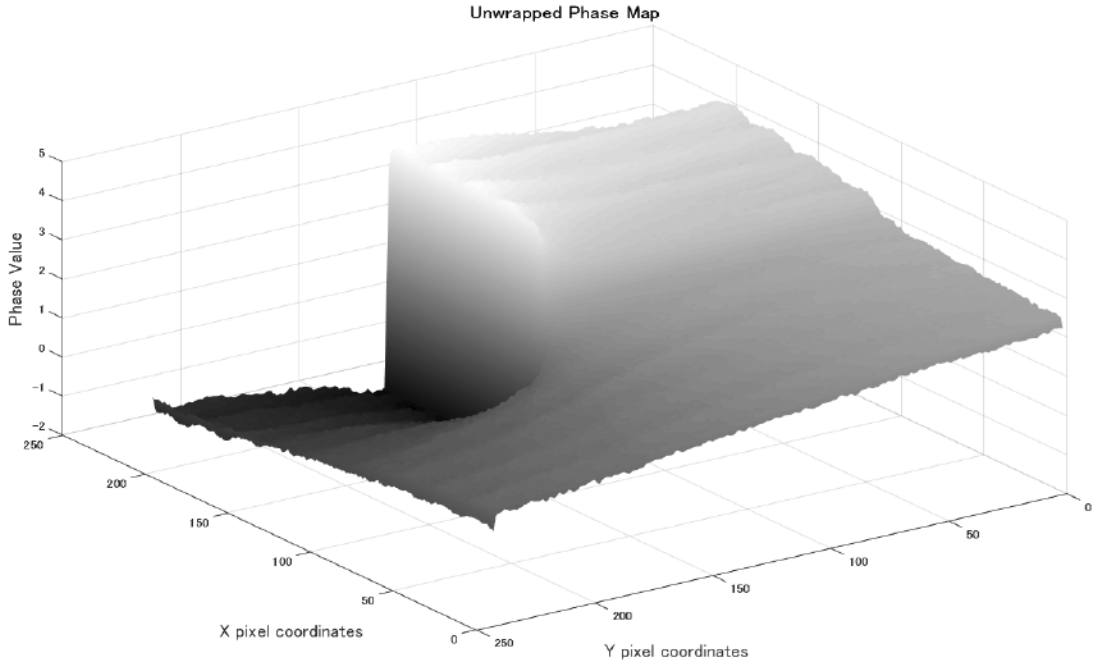
(b) Fase interferométrica desenvuelta - $TC = 1$.

Figura 2.18: Resultados experimentales de la medición de autocorrelación del ILPC.

Los efectos notorios en los resultados obtenidos se observan en los interferogramas obtenidos, donde los efectos de la superposición difractiva de partículas de polvo se hace más evidente, y

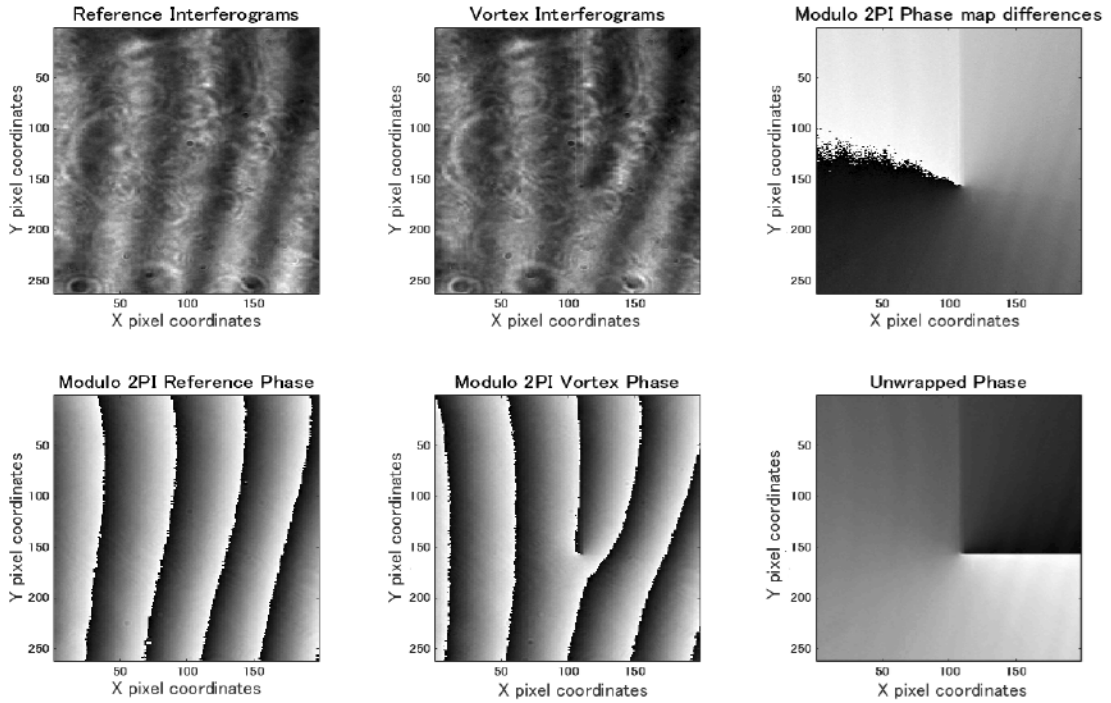


(a) Análisis de fase modulada en luz blanca - PH25.

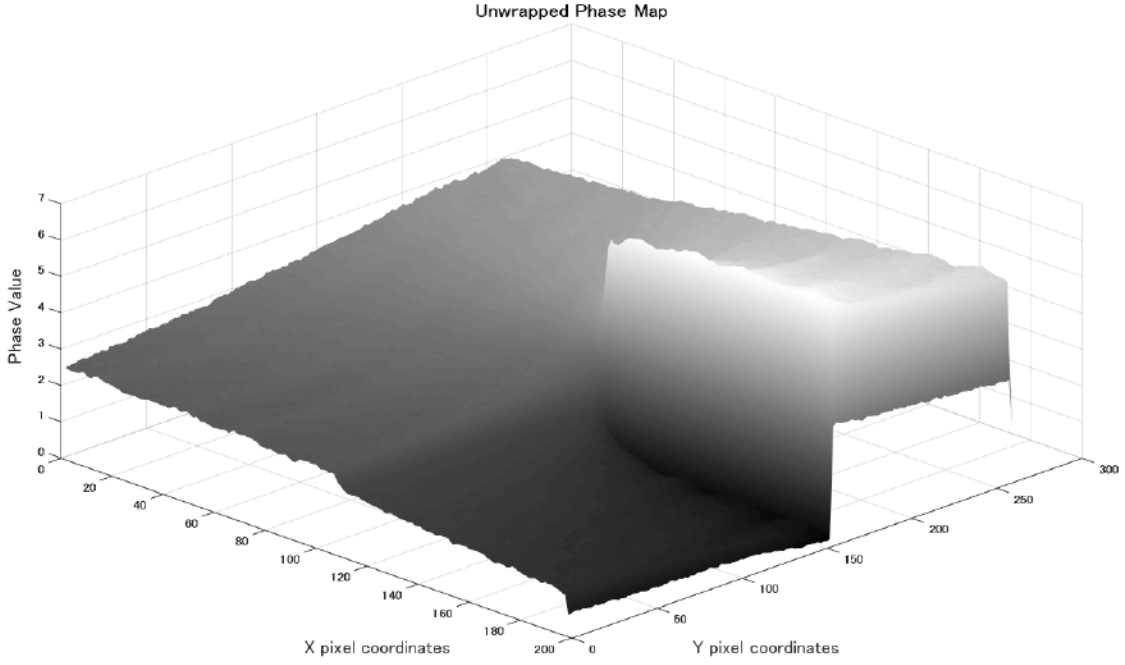


(b) Fase interferométrica desenvuelta - $TC = 1$.

Figura 2.19: Resultados experimentales de la medición de autocorrelación del ILPC.

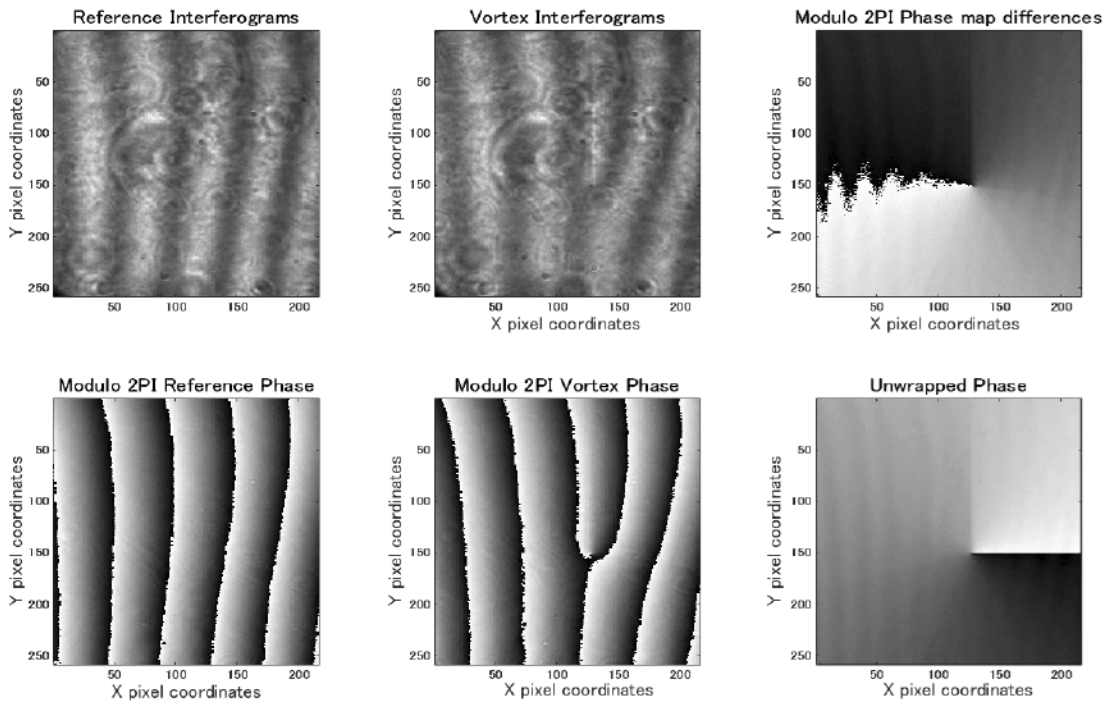


(a) Análisis de fase modulada en luz blanca - PH15.

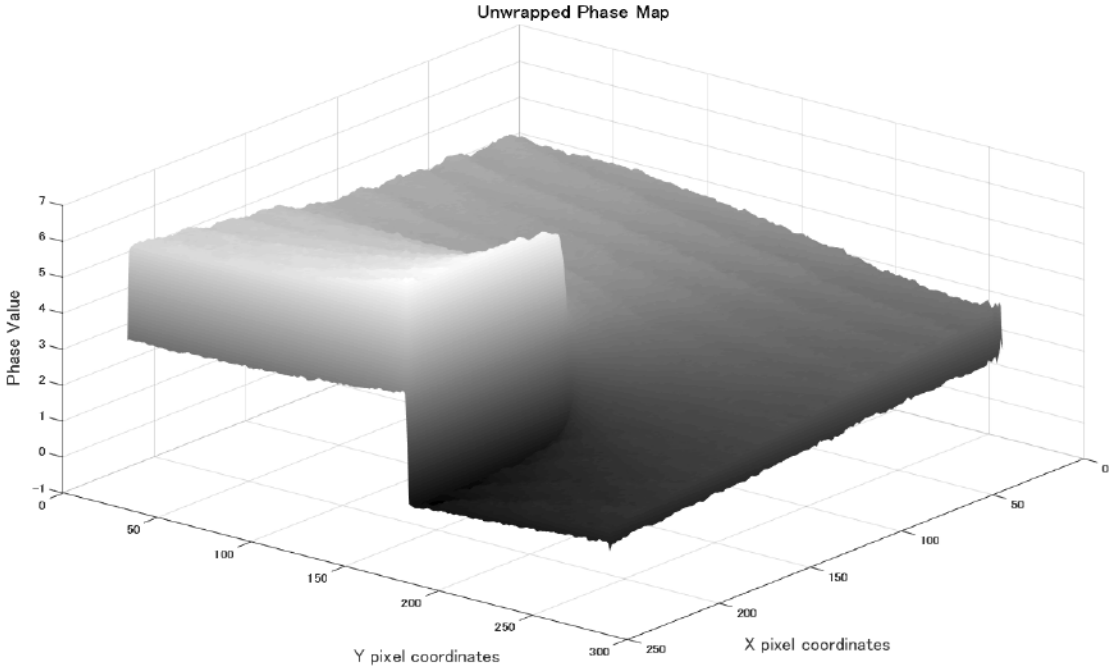


(b) Fase interferométrica desenvuelta - $TC = 1$.

Figura 2.20: Resultados experimentales de la medición de autocorrelación del ILPC.

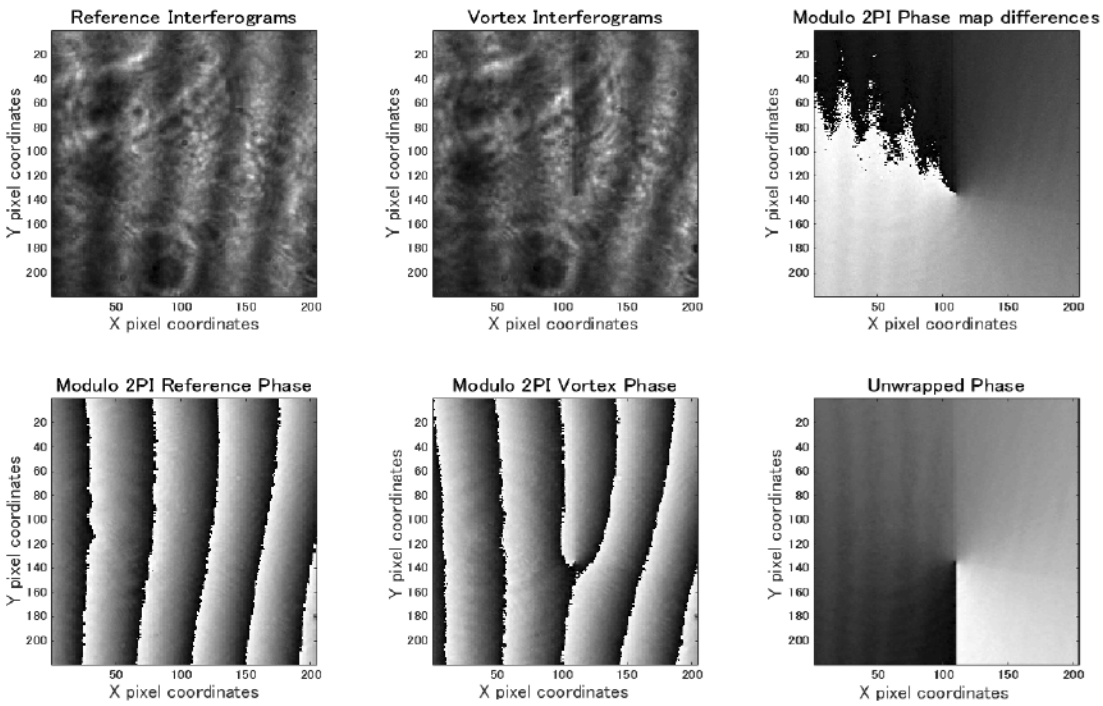


(a) Análisis de fase modulada en luz blanca - PH10.

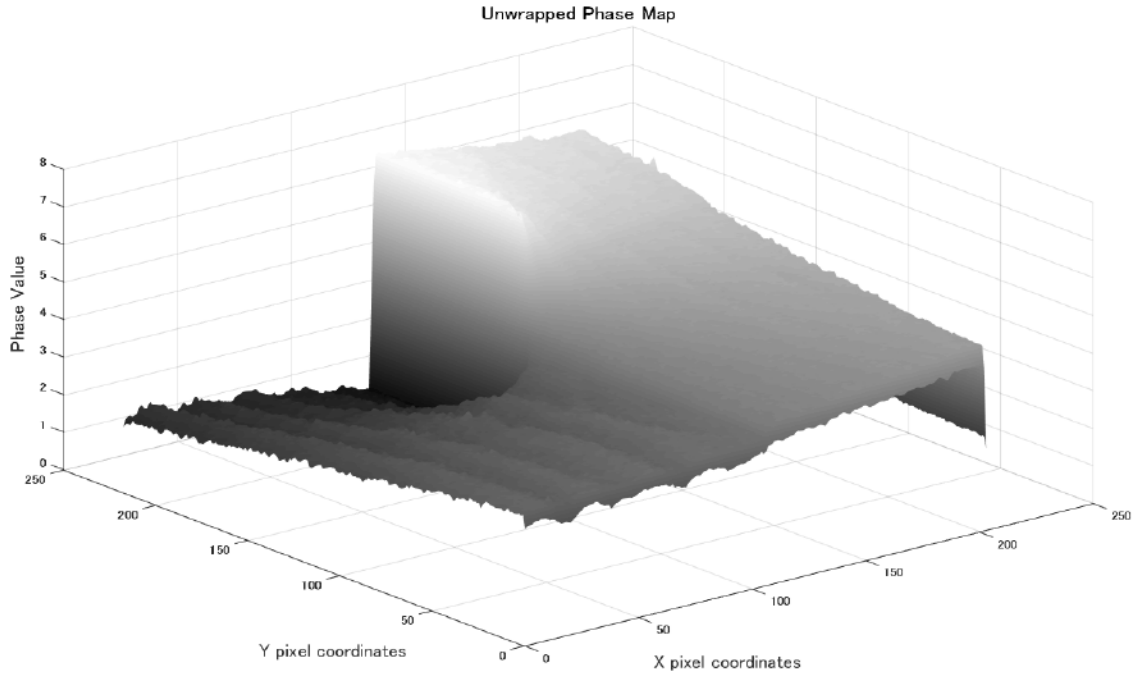


(b) Fase interferométrica desenvuelta - $TC = 1$.

Figura 2.21: Resultados experimentales de la medición de autocorrelación del ILPC.



(a) Análisis de fase modulada en luz blanca - PH05.



(b) Fase interferométrica desenvuelta - $TC = 1$.

Figura 2.22: Resultados experimentales de la recuperación de fase modulada en luz blanca.

en la fase desenvuelta donde las profundidades relativas de la singularidad tienen diferentes alturas.

Para las aperturas de mayor diámetro exhiben entonces una menor respuesta coherente y la distribución de las franjas es mucho más uniforme. A medida que se reduce el tamaño de apertura la distribución exhibe más irregularidades en intensidad pero se compensan en la resta con la referencia, ya que se manifiesta en ambos casos por lo que son efectos comunes no de la modulación sino de la forma en cómo se configura el campo en la salida de luz del ILPC.

Para el mapa de fase obtenido interferométricamente se observan cambios en la profundidad de la estructura helicoidal del vórtice. En todos los experimentos se mantiene la misma composición espectral temporal promedio, por lo que los efectos vienen directamente dados por los efectos de los pinholes en el filtrado, de tal forma que la estructura es más profunda cuando las aperturas se reducen en diámetro y directamente cuando respuesta coherente es mayor, acorde los resultados iniciales observados en la zona de autocorrelación de tipo gaussiana de la figura 2.10.

Si los efectos de una mejor respuesta coherente se manifiestan desde la inclusión de la fase, puede ser también una explicación a los efectos observados en la definición del kernel de las vorticidades, si la fase es más profunda se puede pensar entonces que la distribución de intensidad asociada debe ser también más definida, en cuyo caso si el recorrido de fase de la singularidad es mayor, entonces la energía en el eje central debe ser mucho menor porque la energía circundante se desplaza más por el momento angular inducido para una misma carga topológica. De ésta forma la distribución LG es más definida, similar entonces a los efectos observados con los vórtices a transmisión.

La fase promedio, en consideración a la fluctuación del cristal, vista para los campos de las mismas composiciones espectrales en principio es igual, debido a que se recorre una longitud de camino óptico promedio constante para una figura proyectada en particular. Pero existen efectos difractivos y de esparcimiento en el recorrido secuencial dentro del cristal, por tanto la superposición, composición y descomposición local del campo promedio, estará definido no solamente por la respuesta del modulador sino también de la correlación del campo.

Si la máscara es de tipo difractiva, en el **régimen parcialmente coherente** existe entonces la dependencia bilineal en la respuesta del sistema que define una superposición parcialmente correlacionada en el proceso difractivo, según lo que Hopkins explica en su modelo original y que posteriormente se abordará en detalle en el capítulo tres. Es entonces la coherencia en la difracción del campo un efecto que repercute tanto en la forma en que este interactúa dentro de los cristales del SLM como en la distribución de intensidad vista a la salida del correlador 4F.

Los efectos entonces de la fase observable tras el proceso de correlación tiene una dependencia conjunta de la respuesta coherente y por tanto la fase medible puede diferir en relación a la fase "completa" por los procesos efectivos de interacción de la luz en el fenómeno de difracción en coherencia parcial. La fase difractiva modulada puede entonces, desde el régimen parcialmente coherente, tener condiciones y efectos particulares adicionales que dependen entonces del grado de correlación, la respuesta del sistema y la distribución de

intensidad, a diferencia de los regímenes extremos de coherencia, donde las condiciones y la respuesta del sistema son del tipo binario respecto a la interacción global: Todos los puntos se correlacionan a la misma intensidad y de la misma forma o ningún punto interacciona a la misma intensidad, que definen una respuesta no bilineal, en el que la modulación se manifiesta distintamente.

Los vórtices se ven afectados tanto por el cambio de la respuesta coherente en función de la reducción del diámetro de pinhole y la distribución gaussiana de intensidad tanto en el plano de la pupila como a la salida del sistema. Se puede pensar entonces la composición de dos procesos: La interacción con el medio definido a partir de la fórmula de Hopkins con la correlación gaussiana

$$\Gamma_{12}(Q_1,Q_2,\tau_0)=\int_{\mathbf{A}}\int_{\mathbf{A}} rect\left(\frac{P_1}{s_0}\right) rect\left(\frac{P_2}{s_0}\right)\left[I_0\exp\left(-\frac{\rho_1^2}{2\sigma_{s1}^2}\right)\right]^{1/2}\left[I_0\exp\left(-\frac{\rho_2^2}{2\sigma_{s2}^2}\right)\right]^{1/2} \times\left[\exp\left(-\frac{\Delta\rho^2}{2\,\sigma_\gamma^2}\right)\right] K_{SLM}(P_1,Q_1)K_{SLM}^*(P_2,Q_2)\,dP_1dP_2. \tag{2.81}$$

En la expresión se manifiesta la dependencia de los tamaños de los haces gaussianos, la distancia de correlación, la geometría de la apertura (rectangular en el Holoeye PLUTO-VIS-056) y la respuesta bilineal del SLM. La intensidad mutua obtenida del modulador debe propagarse en el aire hasta el plano del detector, la correlación se propaga entonces de forma equivalente a la difracción en el espacio libre superpuesta en el plano del detector, acorde la formulación de van Cittert-Zernike desde el plano $\boldsymbol{Q}$ del modulador en dos puntos correlacionados R_1 y R_2 del plano $\boldsymbol{R}$ de detección

$$\Gamma(R_1,R_2,\tau_0)=\int_{\mathbf{Q}}\Gamma_{12}(Q_1,Q_2,\tau_0)\frac{e^{-2\pi i\bar{\nu}_0\Delta\mathrm{R}}}{R_1R_2}\mathrm{d}S. \tag{2.82}$$

La transferencia de la información de fase generada por un modulador de luz, será a través de la formación de **máscaras difractivas**. La modulación de fase es el resultado del cambio controlado del índice de refracción del medio para construir un patrón local de retardos de fases generados por la orientación de finas moléculas nemáticas birrefringentes que oscilan ante un potencial. Las moléculas generan retardos de fase al dispersar, esparcir y transmitir la luz, por tanto la interacción nominal luz-materia se ve en el incremento del camino óptico o en la reducción de la velocidad de propagación. Los retardos componen un mapa de fase local que es propio de cada capa nemática a partir del voltaje correspondiente en la representación de la imagen que se proyecta.

La fase deseada se obtiene cuando la luz se ha propagado en ida y en retorno (LCOS-Reflectivo) generando un retardo modulado en aproximadamente 2π de la imagen proyectada. Cada plano nemático compone una estructura difractiva compuesta por: una parte estática definida por la estructura del electrodo del pixel, y un medio dinámico definido por las rotaciones del cristal líquido que depende del voltaje de rotación y por lo tanto de la proyección

de la imagen en el LCOS. La luz que ingresa al modulador es difractada en cada plano nemático de formas diferentes, descomponiendo el campo principal en múltiples ondas de luz, como se puede plantear desde el principio de Hyugens-Fresnel generalizado (Teorema de van Cittert-Zerinke), y como el resultado de la interacción luz-materia en la dispersión/absorción asociada a la composición del cristal líquido. La descomposición y propagación en el medio será definida por el patrón proyectado, las características intrínsecas del medio y las propiedades de la luz.

Cada componente dispersada se superpone con otras componentes locales para constituir un campo difractado parcial que se propaga hasta un segundo plano nemático diferente donde ocurre la interacción de éste medio nuevamente para difractarse y construir otro campo parcial. Mientras la luz se propaga en éste medio de cristal líquido, ocurren múltiples procesos difractivos y de superposición de campos parciales, mientras el campo recibe la información de fase a través de la difracciones controladas de con las moléculas.

La fase completa será el resultado de los múltiples cambios espaciales a lo largo del medio del cristal líquido hasta que la luz sale con una distribución de fase equivalente a los valores de fase en profundidad de bits asociadas a la imagen que se proyecta y es modulada al valor de máxima modulación del dispositivo, próximo a 2π. La intensidad del campo sufre una disminución por la absorción típica del medio con el que interactúa.

La coherencia en éste caso afecta propiamente la forma de interacción de los campos parciales que se difractan. A partir de los principios que se plantean en el capítulo tres, en la **modulación de intensidades mutuas**, la interacción de los elementos del campo será parcial y ponderada por la función de transmisión asociada al medio, de tal forma que al descomponer el campo en ondas parcialmente correlacionas, la distancia entre los nodos dispersores y el radio de propagación tienen un factor limite respecto al tiempo efectivo de coherencia de la luz.

Retardos superiores a éste valor no logran correlacionarse mutuamente, conllevando a una superposición incoherente, mientras que retardos inferiores a éste tiempo, pueden superponerse coherentemente de forma parcial y ponderado al valor del grado complejo de coherencia en el espacio-tiempo de interacción. Las contribuciones parciales coherentes estarán dependientes de la existencia de una intensidad mutua previa y de las distancias inferiores al campo De ésta forma el campo se configura en regiones mutuamente incoherentes, que pueden afectar localmente los valores promedio de fase de las moléculas en posibles valores menores tanto a ésta consideración como a las oscilaciones del *flickering* propio ante el potencial. Las correlaciones de éste tipo no pueden describirse a partir de las funciones de coherencia mutua de tiempo cero.

Es importante aclarar que la intensidad mutua no afecta la forma en que la luz interactúa, sino que es una medida de las fluctuaciones promedio que se pueden detectar, producto de la emisión espontánea de luz. Por consiguiente estas fluctuaciones reducen la interacción de los campos parciales parcialmente correlacionados y es diferente para cada campo de iluminación emitido por la fuente en distintos instantes de tiempo. La forma efectiva de interacción en el tiempo se puede evaluar a través del grado de descorrelación medible en la correlación de segundo orden de dos puntos del campo, generando una idea de las distancias por promedio de ensamble, en que la luz puede parcialmente correlacionarse.

Con la descripción del funcionamiento, desarrollo y resultados del ILPC en la definición de fase y la modulación en luz parcialmente coherente, éste sistema se define para ser incorporado como una de las fuentes propuestas para el microscopio experimental. A partir de los conceptos y fenómenos de correlación, se motiva el desarrollo de una segunda unidad de iluminación, basada en no el aumento de la coherencia sino en la reducción de ésta.

En la siguiente sección se procede a realizar un análisis y discusión sobre la segunda unidad de iluminación del microscopio con una discusión inicial del fundamento de operación y un análisis similar a los experimento de interferencia en la medición de la función autocoherente y modulación del campo con el mismo interferómetro de Michelson.

2.4.3 El sistema de decorrelación espacial - PDLS

En la sección anterior se discutió la operación del ILPC a partir del aumento de la correlación con la selección de los **órdenes de coherencia** de un campo principalmente incoherente para observar con mayor frecuencia eventos de tipo coherente. El segundo sistema de iluminación propuesto parte de la necesidad de compensar la pérdida energética en el aumento de la respuesta coherente pero preservando el un control sobre el grado de coherencia para generar campos con intensidades parcialmente correlacionadas.

En el sistema del ILPC la pérdida energética resulta de la categorización de las componentes espaciales más diversas obligando a seleccionar una pequeña porción con mayor capacidad de correlación pero que se traduce en una fracción de la irrandicia original de la fuente. El *Partially Decorrelated Laser Source* (**PDLS**) se propone en un contexto donde la densidad de energía comparte las mismas propiedades espaciales de emisión, por tanto no es necesario una categorización de qué componente de la distribución es más coherente, facilitando la disposición de la coherencia y densidad de energía.

La gran estabilidad y emisión controlada de la cavidad láser elimina el problema de la emisión espontánea a través de la excitación atómica a una frecuencia definida, otorgando un campo de idénticas propiedades espaciales y una definida composición espectral. La fase inicial se preserva durante su propagación hasta que ocurra una interacción con la materia y adquiera un mapa de fase.

El concepto del PDLS se basa en retorna la diversidad espacial que porta el campo de ondas de manera dinámica para componer un campo que en todos los puntos del espacio y en un periodo espacial posean variaciones en la composición de la fase, de manera que la probabilidad de encontrar componentes con una misma capacidad de correlación espacial en un punto del espacio en el tiempo decaiga en todo el periodo de modificación.

La forma de lograr esto será con la variación simultánea en diferentes valores de fase de todos los puntos en lo que se traduce en la práctica en la **aleatorización espacial** del campo, permitiendo entonces que todos los ensambles que lo compongan varíen estadísticamente, como el mecanismo para reducir la probabilidad espacial de interacción coherente en una región del espacio. De forma análoga a como ocurren las fluctuaciones atómicas de emisión espontánea pero a una escala y frecuencia mucho menor.

De ésta forma el concepto del PDLS difiere del ILPC en la medida de que no se busca aumentar la **razón de ocurrencia coherente** reduciendo el número de eventos incoherentes, sino en alterar la proporción a partir de la reducción de sucesos coherentes para aumentar la probabilidad espacial de interacción incoherente, en lo que se traduce en la diversificación de las propiedades espaciales adquiridas en la emisión controlada. Por consiguiente el concepto es opuesto mientras el ILPC potencia la correlación, el PDLS **potencia de la descorrelación** del campo coherente.

El sistema se basa en el concepto de **ventanas aleatorias de fase** en la recreación de un medio turbio periódico y dinámico a través de pantallas difusoras con una distribución normal de rugosidad de varianza σ_h^2, acorde al teorema del **límite central**. La propuesta del mecanismo se basa en la variación rotacional de la pantalla de difusión a transmisión con una frecuencia angular constante, causando dinamismo periódico en los caminos ópticos que ve campo campo a la escala de la longitud de onda, por lo que el sistema es esencialmente una fuente de speckle "dinámico" con de **probabilidad de Rayleigh** constante, cual se se analiza temporalmente en promedios de intensidad.

La rugosidad de la lámina a nivel de superficie e interplanar en el espesor del vidrio se traduce en la inclusión de fase cuando la luz se esparce linealmente en el medio obteniendo una fase de la forma[43]

$$\phi_d(x,y) = e^{i\kappa(x,y)} = e^{i2\bar{k}_0 h(x,y)} \quad | \quad h(x,y) \propto \exp\left(-\frac{h_\alpha^2 + h_\beta^2}{2\sigma_h^2}\right), \tag{2.83}$$

donde $\phi_d(\alpha,\beta)$ es el factor complejo de amplitud unitaria que describe el **corrimiento fasorial**, $\kappa(\alpha,\beta)$ es el mapa de fase asociado a la rugosidad, k_0 corresponde al vector de onda efectivo de la fuente, $h(\alpha,\beta)$ es el mapa de rugosidades superficiales que sigue una distribución normal de alturas en las coordenadas (α,β) asociadas al plano de la lámina difusora. Un haz gaussiano de la forma[44][45]

$$A(x,y) = \left(\frac{w_0}{w}\right)\exp\left(-\frac{(x-x_C)^2+(y-y_C)^2}{w^2}\right)\exp\left(-\frac{ik}{2R}\left[(x-x_C)^2+(y-y_C)^2\right]\right)e^{i\phi}, \tag{2.84}$$

donde w es el ancho del haz y depende del rango de Rayleigh, $1/R$ es la curvatura del campo y ϕ es la fase de Gouy. El campo entonces a la entrada del difusor será de la forma

$$U_0(x,y) = A(x,y)e^{i\phi_0}e^{i2\bar{k}_0 h(x,y)}. \tag{2.85}$$

Para producir la distribución difractada del campo, un sistema óptico hace imagen de éste, por lo que se traduce en la operación de correlación de la función respuesta del medio $k(\alpha,\beta)$, cual en el régimen coherente estará definida por la función pupila reescalada del sistema $P(\eta,\xi)$, definiendo el campo de salida como

$$U_1(x,y) = \iint_{-\infty}^{\infty} U_0(x,y)\, k(x-\alpha, y-\beta)\, \mathrm{d}x\mathrm{d}y \quad | \quad k(\alpha,\beta) = \frac{1}{(\lambda z)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} P(\xi,\eta)\, e^{\frac{ik_0}{z}[\alpha\xi+\beta\eta]} \mathrm{d}\xi d\eta. \tag{2.86}$$

El sistema óptico genera la descomposición y superposición coherente del campo obteniendo la el campo del speckle a la salida del sistema, la intensidad registrable será: $U_1 U_1^* = |U_1|^2 = I_1$. La distribución de speckle permanece estática hasta que no se altere la rugosidad del difusor o mientras la función pupila sea constante. Para el caso del ILPC, estas propiedades no se alteran por lo que la distribución promedio del campo permanece invariante ante las transformaciones del difusor, pero en un punto particular del espacio para un periodo de observación, tomará diferentes valores de intensidad y caminos ópticos diferentes, permitiendo alterar la probabilidad espacial.

La **generación cíclica de speckle** del PDSL se incorpora con la **transformación angular** del difusor a una tasa de variación adecuada para generar cambios globales del campo. Para éste propósito se diseñó un mecanismo para transferir el movimiento angular de un motorreductor planetario.

El conjunto del mecanismo se articula en tres componentes, el cabezal de rotación, el soporte axial principal y el conjunto del motor. Desde el eje de rotación principal, el motor gira una rueda dentada de $50mm$ de diámetro principal que tiene una curva paramétrica de tipo envolvente para transmitir la rotación vertical en ejes paralelos a una rueda dentada secundaria de las mismas propiedades que que gira el cabezal donde el difusor está instalado a una proporción $1:1$ de velocidad angular. El motorreductor MR12120 gira a $120RPM$ a un voltaje nominal de $12V$, equivalente a $2Hz$. El motor está controlado por un circuito de interrupción del transistor de alimentación por PWM, para controlar la tasa de velocidad promedio. La respuesta del motor se presenta en la figura 2.23.

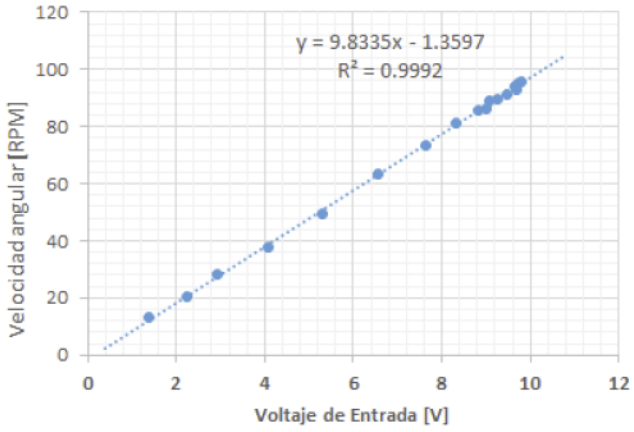
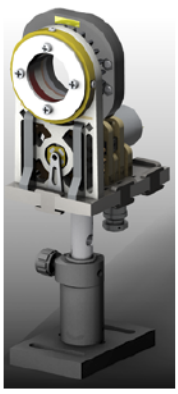


Figura 2.23: Respuesta del circuito propuesto en el actuador MR12120 para el PDLS.

La transmisión no se realiza sobre rodamiento por lo que el contacto es de tipo fricción contra el eje de soporte principal y ambos ejes de rotación. El diseño del sistema se presenta en 2.24.



(a) Vista frontal del soporte.

(b) Unidad de control.

(c) Vista posterior del sistema.

Figura 2.24: Vistas del CAD del diseño final del mecanismo del rotador del difusor.

El segundo piñón está instalado en el cabezal de rotación por tornillos transversales que adhieren la cámara donde se puede instalar una lámina cuadrada de 50x50mm. El sistema de prisionero al reverso del piñón mantiene en eje con el sistema de rotación. Los componentes del cabezal están acoplados a través por cuatro tornillos transversales con tuercas internas que atornillan desde el exterior y se sujetan internamente. El sujetador de la lámina es removible desde el exterior para instalar o cambiar el difusor. Todos los componentes del sistema están fabricados en PMMA y ensamblados laminarmente. El poco peso del cabezal y con la fricción constante permite que el conjunto gire a una misma velocidad promedio con un giro aproximadamente continuo y suave. Con éste sistema se logra transformar la distribución del difusor. La rotación del conjunto genera una transformación angular de las rugosidades definiéndose como

$$\begin{bmatrix} h(x') \\ h(y') \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\omega t) & -\sin(\omega t) \\ \sin(\omega t) & \cos(\omega t) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h(x) \\ h(y) \end{bmatrix}, \tag{2.87}$$

en función de la velocidad angular ω del motor a lo que equivale a un cambio y evaluación de las coordenadas. Como no hay alteración de la distribución de rugosidad en el giro, el efecto resultante ocasiona una nueva realización del speckle en diferentes instantes de tiempo bajo la misma distribución de densidad de probabilidad definida en la estadística de Rayleigh para las amplitudes

$$P_A(A) = \frac{A}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{A^2}{2\sigma^2}\right), \tag{2.88}$$

que define para las **amplitudes fasoriales** una distribución de exponente negativo. Para la distribución de intensidad para un valor de $A \geq 0$, la estadística se describe como un caso particular de Rayleigh por la relación:

$$I = \begin{cases} |A_x^2| + |A_y^2|; & \text{Sin polarización} \\ |A^2|; & \text{Con polarización.} \end{cases} \tag{2.89}$$

Para el caso de polarización definida, la **probabilidad de amplitudes** se simplifica definiendo la forma estadística de la distribución de intensidad que decae exponencialmente para valores grandes de intensidad. El campo entonces estará en gran proporción compuesto por zonas oscuras.

$$P_I(I) = \frac{1}{\bar{I}} \exp\left(-\frac{I}{\bar{I}}\right), \tag{2.90}$$

donde $\bar{I}$ es la **intensidad promedio** del campo y satisface a través de los momentos de la distribución la propiedad: $\sigma^2 = 2\bar{I}$ La distribución de probabilidad de fase que toma un punto de campo, no está definida por una función de densidad, sino por la relación del número de eventos que se manifiestan para el valor de fase que puede tomar un punto en una realización, definiéndose como

$$P_\phi = \frac{1}{2\pi}. \tag{2.91}$$

Para un punto en particular, éste puede tomar cualquier pero único valor de fase a la vez en el rango de 2π. Con el entendimiento de las propiedades estadísticas de primer orden del speckle con el difusor, el interés del funcionamiento procede en la composición del ensamble de eventos en el periodo de observación

$$U(x,y;t) = \left\{U_1(x,y;t)^{(1)}, U_1(x,y;t)^{(2)} \ldots U_1(x,y;t)^{(N)}\right\}. \tag{2.92}$$

El valor esperado de éste conjunto de realizaciones respecto al tiempo define el camino fasorial promedio adquirido tras el esparcimiento. El fenómeno también satisface las propiedades de estadísticamente estacionario en sentido débil y ergódigo, por lo que la manifestación del valor esperado de ensamble, acorde lo visto en la sección 2.1 es de la forma

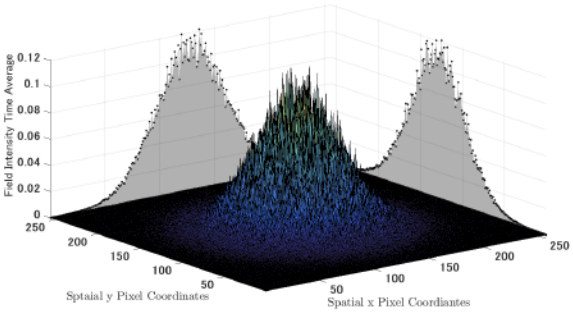
$$\left[\overline{U(x,y,t)}^{(n)}\right]_T \equiv \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_{T-t/2}^{T+t/2} \overline{U(x,y,t)}^{(n)} \mathrm{d}t = U(x,y)_T. \tag{2.93}$$

El valor esperado de un proceso aleatorio estacionario es un nuevo proceso aleatorio, que bajo el teorema del límite central será definido por la distribución normal. La intensidad promedio será definida como el valor esperado del promedio de ensamble

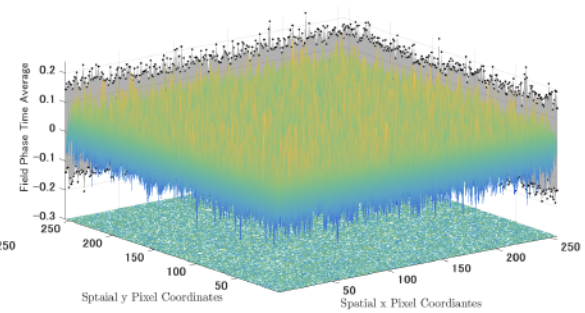
$$I(x,y)_T = \left|U(x,y)_T\right|^2. \tag{2.94}$$

El valor esperado de la intensidad define la densidad de energía en el tiempo y la distribución de fase describe cuales puntos tuvieron un particular valor de fase. A diferencia de la forma de Rayleigh la fase no tiene una densidad espacial por lo que tiene un comportamiento independiente y completamente aleatorio el cual es constante para cualquier valor de tiempo. A través de las descripciones anteriores del speckle se implementó una rutina para simular la generación de speckle dinámico con la misma varianza y se evaluó el valor promedio en diferentes ciclos.Los resultados de la simulación se presentan en las figuras 2.25.

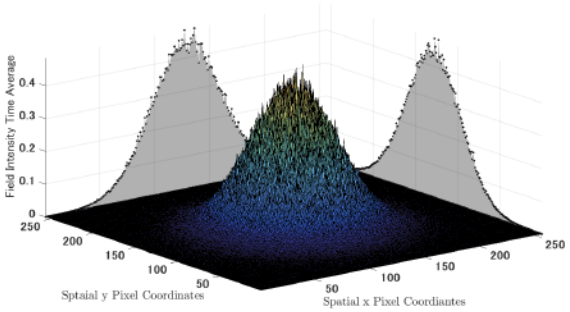
La intensidad promedio del speckle para todos los ciclos, con un mismo sistema óptico y



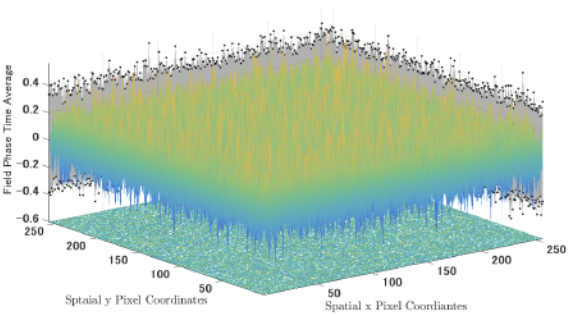
(a) Intensidad promedio en 5 ciclos de speckle.



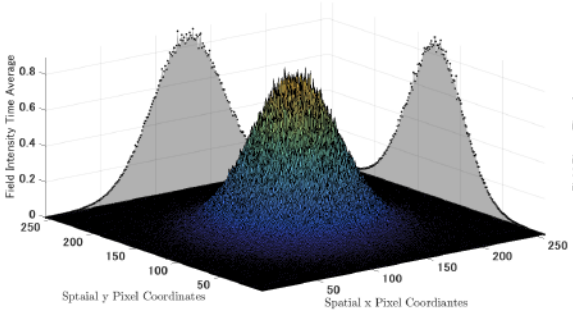
(b) Mapa de fase efectivo en 5 ciclos de speckle.



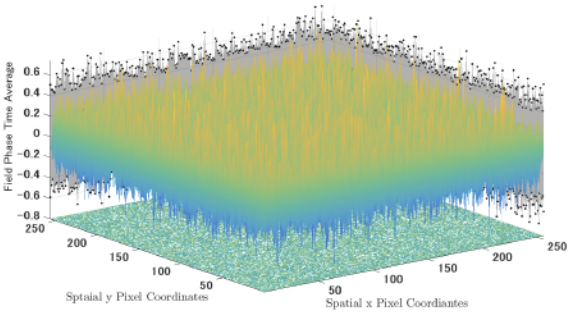
(c) Intensidad promedio en 50 ciclos de speckle.



(d) Mapa de fase efectivo en 50 ciclos de speckle.



(e) Intensidad promedio en 100 ciclos de speckle.



(f) Mapa de fase efectivo en 100 ciclos de speckle.

Figura 2.25: Simulación del promedio temporal en la generación del campo de speckle.

tamaño de haz constante, describe una densidad de probabilidad del tipo gaussiano, en la que se marca el comportamiento de una mayor concentración temporal en el centro del eje y decae exponencialmente, efecto que está gobernado por la estadística de Rayleigh. Por la otra parte la fase del campo no exhibe densidad y posee una distribución espacial completamente aleatoria donde cualquier punto se manifiesta con una probabilidad constante.

És precisamente sobre esta posibilidad de la elección de cualquier valor de fase en todo el tiempo lo que en parte permite que el PDLS diversifique la información de fase aleatoriamente en todo el campo. Estas propiedades del campo se mantienen constantes independientemente de la velocidad angular y depende unicamente del promedio y varianza de la distribución de rugosidad. A partir de este concepto, eL PDLS está integrado por tres sistemas de difusión de luz, cada uno con difusores de diferentes características pero cercanas en distribución. El propósito del sistema es incrementar el **camino fasorial** diversificando la información

espacial con los tres difusores mientras se recolecta la energía esparcida, para alcanzar una densidad de energía adecuada en la iluminación. El campo se describe como el efecto cascada en la propagación y esparcimiento en un medio semi-turbio de un campo inicial de speckle, componiendo una **distribución dinámica de camino óptico**, una irradiancia gaussiana promedia en el tiempo permitiendo reducir la probabilidad espacial de de interacción.Un campo espacialmente más diverso ocasiona que la capacidad de correlación espacial decaiga.

El sistema compone un campo de speckle inicial con un haz incidente en el primer difusor. Éste campo se propaga y se recolecta con un sistema de lentes para enfocar sobre la segunda superficie, para esparcirse por segunda vez. Cada punto del speckle inicial se esparce a través de la segunda superficie, constituyendo un speckle más fino y pequeño que el primer campo, con una nueva distribución de campo, el proceso se repite hasta llegar al último difusor. Cada punto inicial del campo adquiere un camino fasorial más extenso y nuevas propiedades de distribución espacial.

Todos los difusores están instalados sobre el mecanismo de rotación y operan al mismo voltaje con velocidades angulares cercanas, por lo que la variación angular del medio se realiza a una misma frecuencia y desfasados según la separación espacial, en lo que se interpreta como una variación cíclica y dinámica de las composiciones fasoriales del campo.

Si bien los difusores giran a una frecuencia angular similar, el campo experimenta un efecto adicional en el camino óptico debido al gradiente de velocidades lineales. Si bien la distribución de fase es aleatoria acorde incide a la placa, la velocidad con la que se imprime el campo difiere. Si se piensa en una trayectoria de circunferencia concéntrica el eje de rotación, todos los puntos circunscritos experimentan una velocidad lineal diferente a otra trayectoria concéntrica de mayor o menor radio. Supóngase que cada trayectoria ve diferentes caminos ópticos Éstos puntos que se desplazan a diferentes velocidades de la forma

$$\vec{V} = \vec{R} \times \vec{\omega}, \tag{2.95}$$

en una interpretación de campo efectivo, si se mira cual fue la variación de fase en diferentes periodos de rotación, el campo tendría un menor cambio promedio para las componentes cercanas al eje de rotación porque ve la misma estructura del difusor a una velocidad relativamente constante, en comparación a la distribución de luz que se aleja del eje que ve estructuras más diferentes a un velocidad lineal mayor. Por tanto se puede pensar que hay un gradiente tipo cónico en como se imprime la fase de las estructuras del difusor en relación al periodo de rotación. En el esquema de la figura 2.26 se presenta una representación gráfica de la velocidad experimentada.

Las componentes espaciales que están más cerca al eje de rotación experimentan una **variación angular** más lenta que las componentes que se alejan radialmente del eje de rotación. Por tanto el camino fasorial en el tiempo cuando se cumpla al menos un ciclo, será más pequeño para todos los fasores provenientes de las componentes más cercanas al eje que los fasores más distantes.

Sin embargo debido a la dinámica estadística de la fase, el camino fasorial es más extenso pero su composición en los valores de fase serán es más aleatorios (al tener más componentes de distribución aleatorias su vector resultante puede ser menos definido), haciendo que

(a) Variación rotacional de la velocidad angular. (b) Variación de la velocidad lineal en el *spot*.

Figura 2.26: Representación esquemática de la variación inducida en la rotación.

el fasor recorra aleatoriamente su trayectoria, en lo que se refleja como un efecto tipo *random walking*, pero como la fase es elementalmente periódica, se repiten los valores a una frecuencia dada por la rotación y el radio de la posición, en lo que se puede pensar que el fasor es más dinámico en componentes espaciales pero se estanca más sobre un punto en particular por el hecho de ser más aleatorio y dependería más sobre su amplitud compleja. La suma coherente resultante será la superposición de todos los fasores que coinciden en un punto del campo generado, expresándose en

$$O\left(P'\right) = \sum_{n=1}^{N} A_n\left(P_n\right) e^{i\phi_n(P_n)}, \tag{2.96}$$

donde O es la amplitud compleja en el punto P' de todas las amplitudes complejas de los puntos P_n desde el plano del difusor. Cada punto del speckle contiene intrínsecamente información de todas las componentes que contribuyeron en la definición resultante en el plano de observación. Como un ejemplo simple, cuatro puntos contribuyentes de amplitudes diferentes y fases asociadas contribuyen sobre un punto P'. La separación de puntos junto la información espacial adquirida por la estructura el difusor definen la forma de fase: $\phi_n = \theta_0 + \theta_n$. Cada fasor visto desde P' experimenta un corrimiento acorde el valor de la amplitud compleja resultante. En la figura 2.27 se presenta esquemáticamente el efecto.

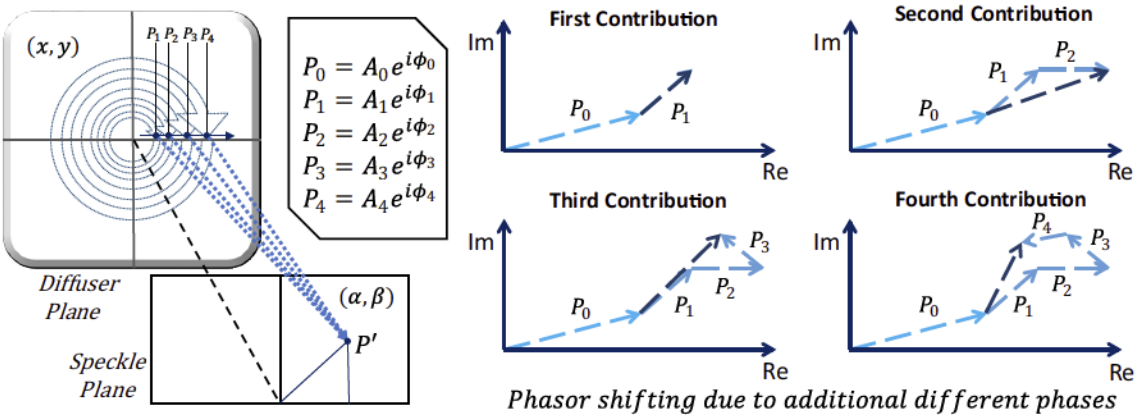


Figura 2.27: Representación de la variación fasorial en modo estático del difusor.

Si la contribución es estacionaria en el tiempo todos los fasores actúan desde la misma amplitud base P_0 que representa la proyección geométrica para ése punto. La información espacial adquirida y la separación genera el desplazamiento fasorial. Entre más componentes contribuyan el corrimiento será más dinámico pero más aleatoriamente, estancándose alrededor de la contribución geométrica en un efecto conjunto entre superposición constructiva o destructiva. La dinámica del cambio permite que estadísticamente ocurran contribuciones parciales o incoherentes, que serán sólo apreciables en el promedio de ensamble a través de las intensidades.

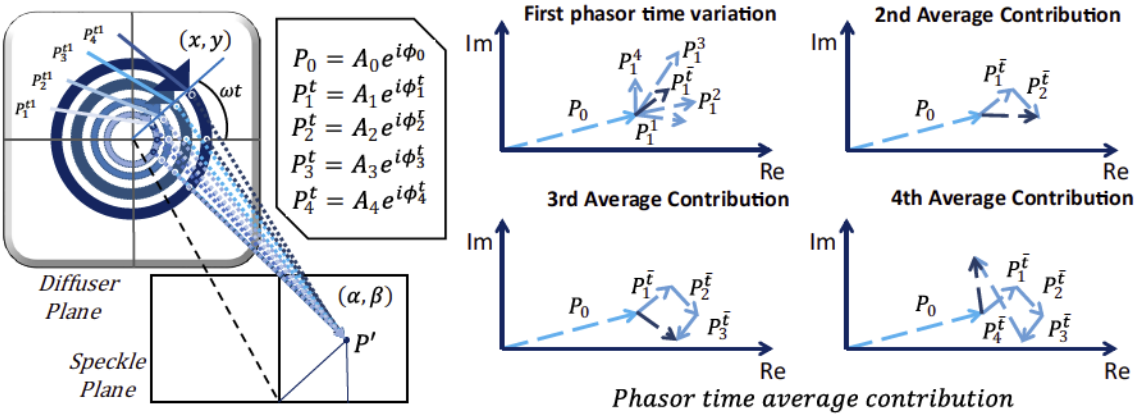


Figura 2.28: Representación de la variación fasorial en modo dinámico del difusor.

En la figura 2.28 se presenta un esquema del proceso en la respuesta dinámica en el promedio temporal. Si se observa la trayectoria en el tiempo de un solo fasor con origen en P_n las componentes de la superposición cambian en la información espacial. Generando que para el mismo fasor exhiba en diferentes momentos suerposposición constructiva o destructiva con algún tipo de tendencia propia. En la forma promedio puede incluso que la intensidad de interacción con otros fasores baje y contribuya de forma menos coherente como consecuencia del dinamismo espacial en el **medio semi-turbio**. Como la naturaleza inicial de la luz es primariamente coherente, se espera que haya una tendencia en preservar la condición coherente pero con información aleatoria.

Independiente del proceso particular en la trayectoria de la fase de todas las ondas que componen el campo, éste proceso es espacialmente diferente por los cambios rotacionales y la distribución aleatoria de fase en todas las regiones del campo, favoreciendo en particular el dinamismo que se busca para la alteración de la correlación espacial inicial de la cavidad. De este modo evidenciar una correlación espacial efectiva que permita nuevas propiedades espaciales de interacciones parciales.

El haz que incide sobre el primer difusor tiene un tamaño de *spot* ρ_0 definido y tiene una incidencia paralela al eje de rotación y normal a la superficie esmerilada. Por las propiedades de la cavidad láser, la distribución es azimutalmente simétrica, de tal forma que al estar en eje experimenta las rotaciones de la misma manera desde el centro del difusor. Por consiguiente vera un camino óptico aleatorio de densidad invariante, pero cada componente contenida en el haz y radialmente dispuesta experimentará diferentes velocidades a la que viaja el medio de forma en promedio.

Acorde la **distribución gaussiana** la parte de mayor densidad de energía experimentará cambios angulares aproximadamente constantes, en relación a las regiones en donde ha decaido la intensidad. Sin embargo en la escala del vector de onda, el relativo tamaño de *spot* contiene $\bar{k}_0\rho_0$ distancias de ondas, que quivale a un número considerablemente extenso, por lo que en principio se genera un gran conjunto de fasores espacialmente diversos.

Pequeñas variaciones en el *spot* repercute en grandes cambios en unidades de onda en la composición espacial, por lo cual basta con introducir cambios rotacionales constantes de hasta minutos de grado para componer variaciones suficientes para descorrelacionar estadísticamente los múltiples trenes de onda que componen el haz. Por supuesto la **tasa de variación** es mucho menor que la mínima frecuencia temporal del campo y no es una correlación completa del campo, es decir que si se viera el proceso a la velocidad de la luz, el campo por un "extenso" periodo de tiempo vería la misma configuración del difusor, porque la escala del actuador es muy lento en relación a luz.

Situación que no compromete mucho debido a que la detección es sobre la escala de microsegundos, pero repercute en el grado de descorrelación. Un experimento que se propone está en la evaluación de la descorrelación atmosférica de una fuente coherente proyectando un láser a un globo aerostático a una altura con un espejo giroscópico para retornar en tierra el haz decorrelacionado y medir interferométricamente respecto a la referencia el grado de descorrelación. Debido a la rápida tasa de variación atmosférica en microsegundos, es un medio que puede causar a un mayor grado de descorrelación. También es posible con un líquido denso a un caudal controlable y medir el grado.

Retornando en con los difusores, aún con la frecuencia giro de $2Hz$ del mecanismo y una tasa de detección de $15Hz$, las fluctuaciones por el medio semi-turbio se redistribuyen a una tasa de $f = kc/2\pi$ para componer un campo promedio donde todos los puntos en el detector ven energía, es decir que la luz se ha reconfigurado para abarcar todas las posibilidades de distribución speckle dinámico que en un promedio temporal la cámara vería en promedio como si se iluminara con un campo uniforme de valor constante $\bar{I}$ en toda el área de integración. Siendo esto una ventaja representativa de éstos sistemas en particular en la formación de imagen, donde se busca uniformidad, de ésta manera al reducir la capacidad de correlación y una uniformidad aparente del campo por el detector, se logra un buen sistema de iluminación uniforme y con bajos efectos difractivos mientras se mantiene elementalmente con una respuesta coherente en el nuevo umbral de correlación espacial.

El efecto global del concepto del PDLS permite la configuración de campos de speckle dinámicos que se someten el efecto cascada de múltiples y aleatorias distribuciones de fase que permiten dañar la correlación espacial inicial de la cavidad a través de la extensión y diversificación cíclica de las amplitudes complejas fasoriales que definen la interacción coherente. El proceso ocurre mientras se preserva la estadística de primer orden del speckle y densidad de energía en las distribución gaussianas.

Las propiedades espaciales individuales de cada punto de campo exhiben distinción aleatoria entre todos los puntos vecinos tanto en el momento de la generación del speckle como en el valor esperado promedio del ensamble. De ésta forma la **probabilidad de correlación espacial** decae acorde el grado de diversificación espacial a una frecuencia de variación constante. A partir de las propiedades y conceptos se implementó el sistema en escala de

laboratorio como se presenta figura siguiente con los componentes elementales de la versión experimental $N°2$ del difusor rotativo.

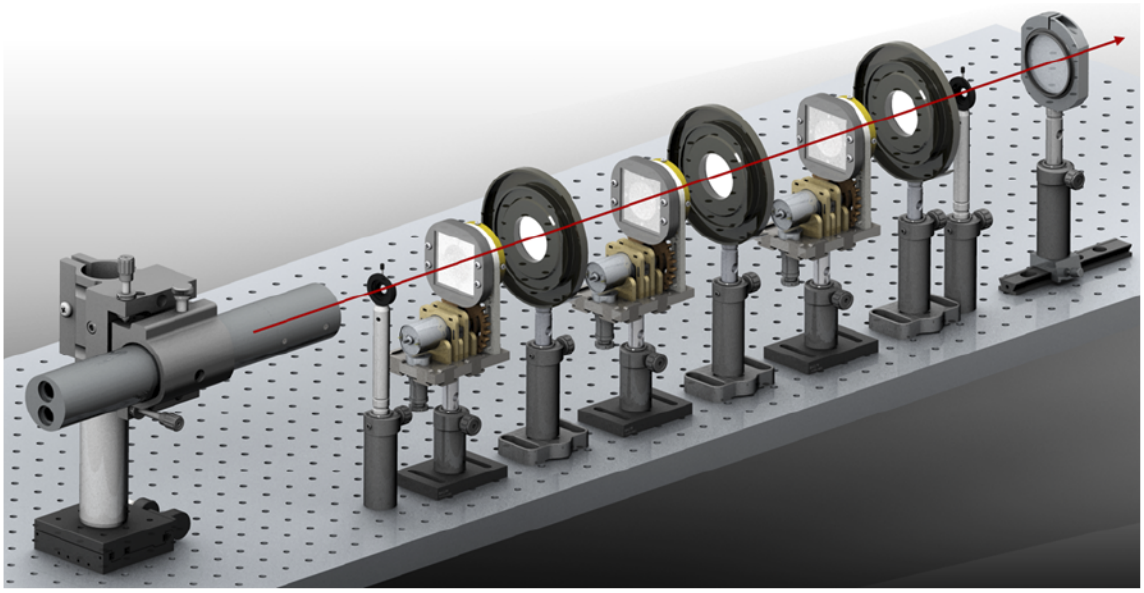


Figura 2.29: Diseño CAD del sistema de decorrelación PDLS.

El sistema está configurado por una fuente láser con longitud de onda central sobre $632{,}8nm$ no expandida que incide en eje y perpendicular sobre el mecanismo. Una apertura de parada controla los reflejos en ambas direcciones para permitir solamente el paso del haz. La luz esparcida es recolectada y enviada devuelta al eje del sistema. El soporte de las lentes incorpora una pantalla metálica anódizada que previene que la luz que excede la apertura clara de la lente se esparza sobre el resto del montaje y en otros experimentos, previniendo reflejos no deseados debido a la naturaleza del esparcimiento y la divergencia. El sistema se repite hasta la última superficie donde se recolecta sobre el punto de mayor densidad para ser proyectada por una lente de colimación. La distribución de intensidad experimental registrada a la salida se presenta en la figura 2.30.

El campo elementalmente está compuesto por un fino speckle que asemeja una **distribución de ruido blanco**. No hay regiones con mayor concentración de energía, principalmente siendo compuesto por intensidades menores o iguales al valor promedio $\bar{I}$ generando la apariencia de tono mayoritariamente gris para el detector. Ésta distribución favorece en la evaluación temporal dinámica una mayor uniformidad en la imagen, como posteriormente se discutirá.

En el modo dinámico con los tres motores operativos a la distancia del último difusor se observa el registro de intensidad de la figura 2.31. En el campo se observa una distribución promedia aproximadamente uniforme salvo por la presencia de unas estructuras periódicas, a lo que se atribuye como un efecto de autointerferencia ocasionado en la vecindad del difusor ocasionado entre el campo dispersado, reflejado e incidente entre las dos últimas superficies difusoras.

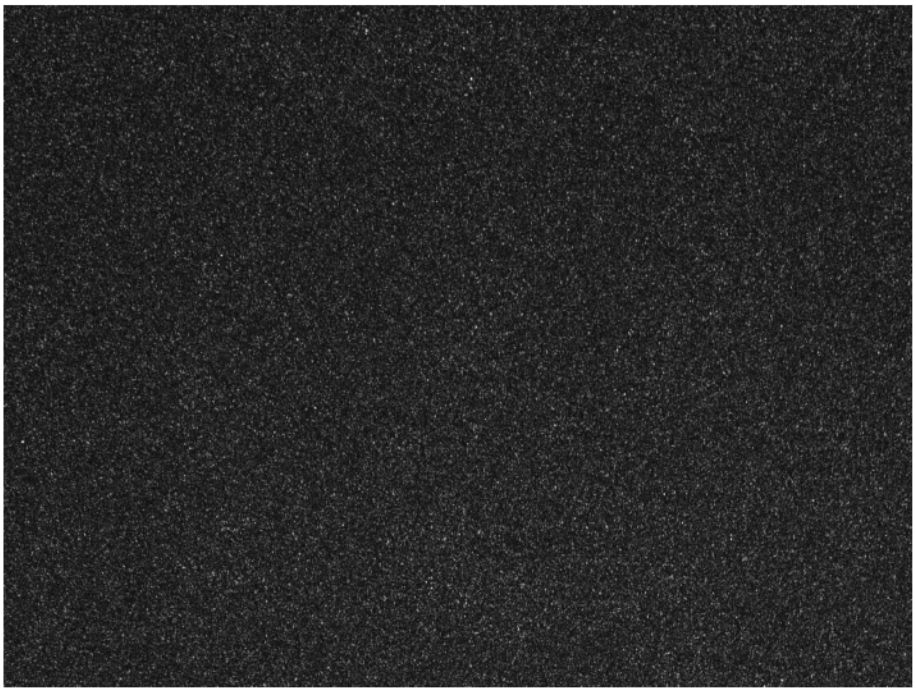


Figura 2.30: Distribución de intensidad a la salida del PDLS en modo estático.

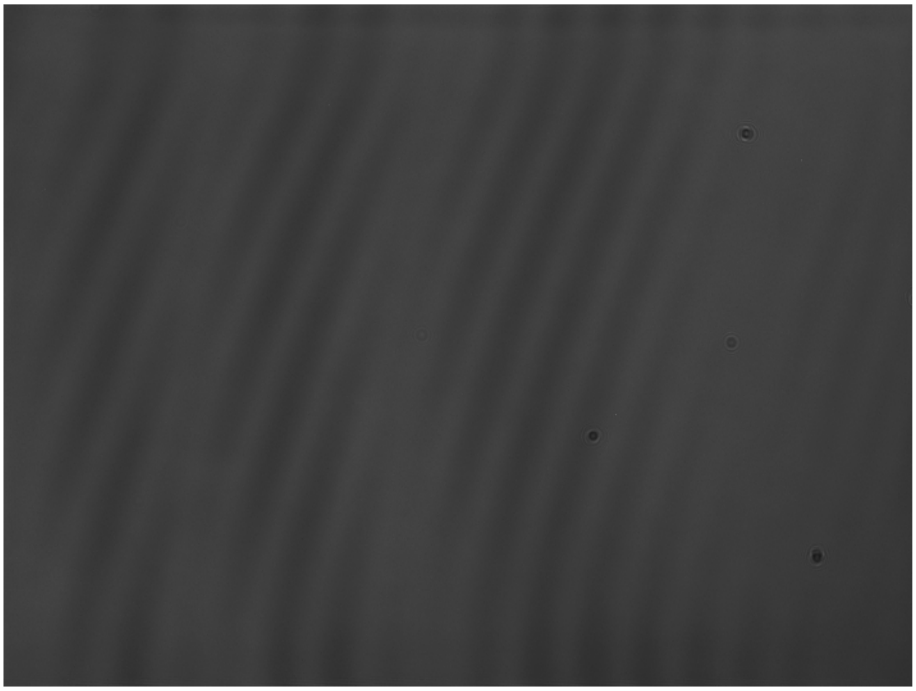


Figura 2.31: Distribución de intensidad a la salida del PDLS en modo dinámico.

La interacción coherente en éste caso parece estar dentro del umbral de interacción, pero a diferencia de una respuesta complemente correlacionada, las franjas se distribuyen en

tramos y no están conectadas entre las tres columnas visibles, como un tipo de discontinuidad en la interacción, a lo que se atribuye como el debilitamiento de la capacidad de correlación inicial debido al mecanismo.

Como se había discutido se espera que el campo exhiba respuesta en parte coherente por su origen, pero a través de los **procesos de descorrelación** se logra también manifestar efectos incoherentes en una particular descripción espacial de eventos.

La intensidad registrada a la salida del primer difusor fue medida para un análisis de la composición estadística del campo inicia. Sobre el registro experimental se presenta en la figura 2.32.

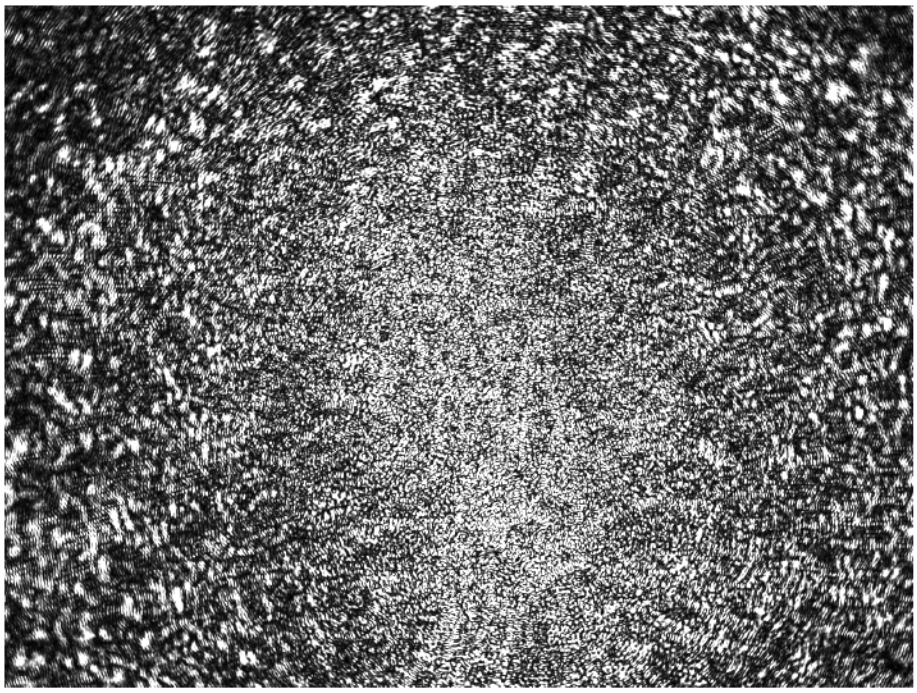


Figura 2.32: Campo de speckle generado en el primer difusor.

El primer difusor en modo estático presenta una distribución no homogénea de speckle donde en la zona central se encuentra un speckle concentrado y muy fino mientras que en las zonas periféricas del eje el speckle va creciendo y aparenta tener una distribución mayor. El efecto se describe por la **emisión de tipo Lambert** donde hay una mayor concentración de luz. En éste caso por el esparcimiento y la distancia de propagación.

El lóbulo gaussiano es esparcido en eje por lo que ésta componente debe propagarse a una distancia menor hasta el plano de observación, mientras que las partes externas se esparcen angularmente de forma no paralela en dirección de salida del eje. Por consiguiente el campo ha de propagarse más distancia y por los factores de fase ocasiona que se expanda, aparentando un tamaño mayor. En general el campo mantiene la misma estadística pero el plano observado coincide con speckle de fase divergente espacialmente lambertiano.

A partir del concepto del aparato del PDLS, se procede entonces a la evaluación del grado descorrelación alcanzable. El sistema se incorpora entonces a un interferómetro de Michelson de forma similar al utilizado en el análisis del ILPC. El esquema del montaje se presenta en la figura 2.33.

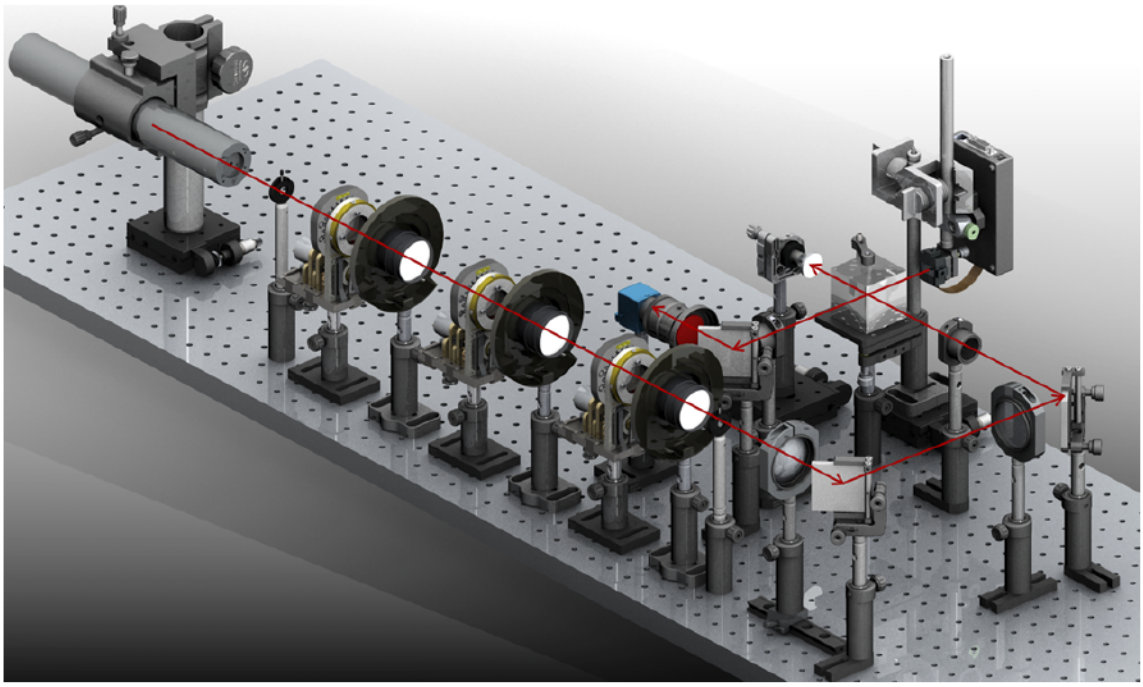
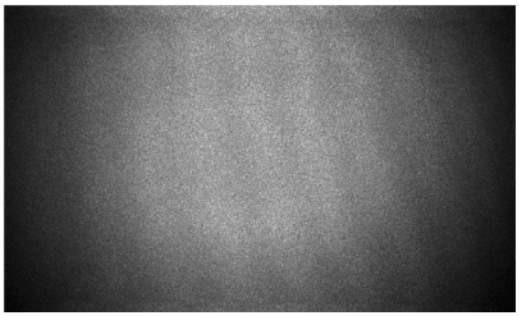


Figura 2.33: Diseño CAD del setup del experimento de autocorrelación con el PDLS.

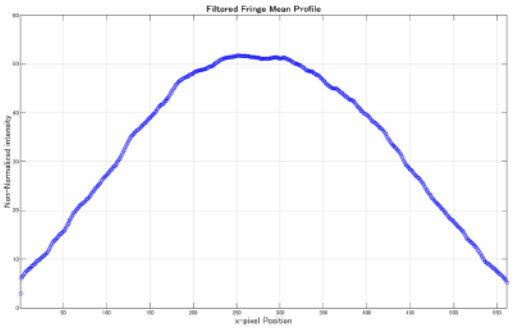
El objetivo del experimento es medir la función de autocorrelación con la misma técnica anteriormente explicada. Como se desconoce el umbral de mayor probabilidad coherente el recorrido en éste experimento no realiza en escala micrométrica con el piezo-actuador sino que se realiza un barrido de mayor distancia con el M-423 con el Vernier en barridos en barridos de $10\mu m$ hasta recorrer 10mm para un total de 100 interferogramas. Nuevamente el punto de interferencia es observado entre la superposición de las imágenes de la superficie del modulador y la superficie.

En la figura 2.34 se presenta el conjunto de interferogramas seleccionados representativos de la observación experimental registrada. El conjunto representa puntos de interferencia en donde ocurren cambios en la probabilidad de interacción coherente.

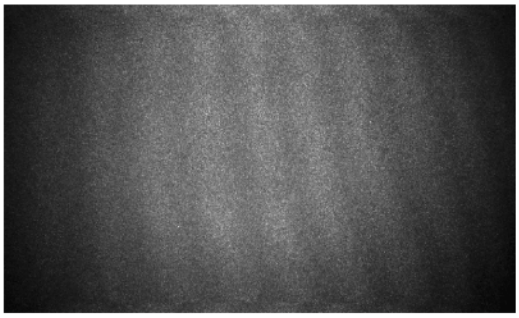
El recorrido comienza distante de la zona de mínimo camino, por lo que en el interferograma se registra una distribución gaussiana de intensidad en promedio, como se observan en la columna de la izquierda en el perfil transversal promedio. Sin embargo en la intensidad se logra observar, aunque tenue, un patrón periódico modulado. Esto es indicativo que el campo decorrelacionado no ha perdido la **capacidad de autocorrelación**, por completo y efectivamente logra interactuar coherentemente en casi todo el campo, sin embargo como propósito conceptual del PDLS, se busca es alterar la proporción $\langle p : n \rangle$ para un mismo número de eventos aumentar la probabilidad de interacción incoherente, y es precisamente



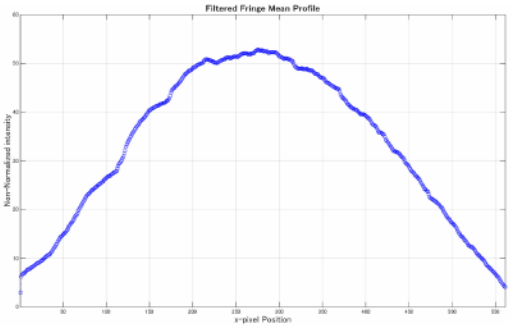
(a) Interferograma - Correlación baja.



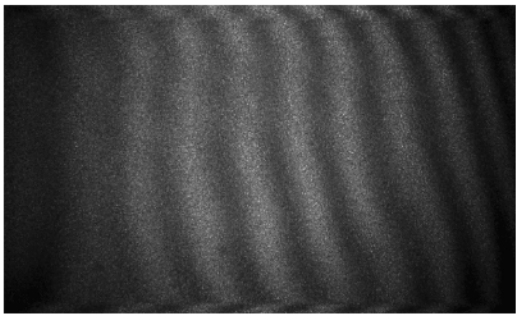
(b) Perfil horizontal de intensidad.



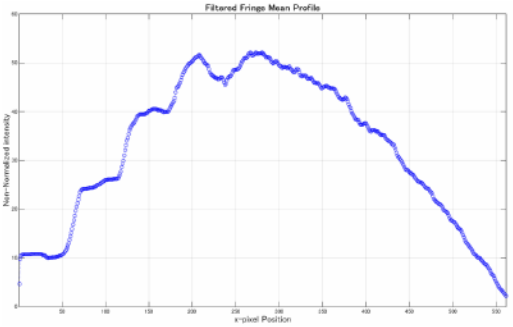
(c) Interferograma - Correlación intermedia.



(d) Perfil horizontal de intensidad.

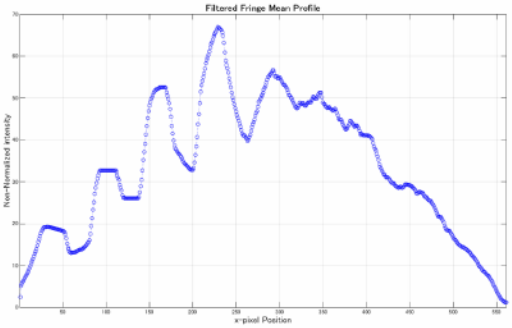


(e) Interferograma - Correlación media.



(f) Perfil horizontal de intensidad.

(g) Perfil vertical de intensidad alta.



(h) Perfil horizontal de intensidad.

Figura 2.34: Resultados experimentales de la medición de autocorrelación del PDLS.

lo que se observa, si bien hay manifestaciones espaciales coherentes en el campo, hay una proporción con respuesta de interacción con tendencia incoherente.

El efecto del PDSL logra alterar la proporción de eventos como consecuencia de la reducción de la probabilidad de correlación debido a la diversificación espacial de las múltiples componentes del campo, logrando experimentalmente el concepto planteado para éste sistema.

Continuando con las observaciones, al ir reduciendo la distancia del espejo, la respuesta del campo deja de manifestar eventos con tendencia incoherente a manifestar una respuesta más coherente, al observarse en el incremento en la definición de la modulación de intensidad. La profundidad de franjas va incrementando a medida que la distancia del espejo se aproxima al mínimo de separación.

Cuando la distancia se reduce, aumenta la probabilidad de encontrarse con componentes del campo con mayor similitud espacial, permitiendo una capacidad del campo de autocorrelacionarse aún más, cambiando la proporción $\langle p : n \rangle$ con una tendencia coherente, pero en una región pequeña del espacio. Cuando la separación es mínima, el campo tiene una tendencia potencialmente coherente, exhibiendo una modulación de intensidad dominante y la superposición incoherente de forma gaussiana original desaparece por completo.

El campo alcanza al punto de máxima autocorrelación y espacialmente configura la mayor probabilidad de eventos casi en su mayoría coherentes. La **profundidad de franjas** equivale en gran relación a como si la interferencia ocurriera por una fuente láser completamente correlacionada.

Levemente desplazándose espacialmente sobre el punto, la autocorrelación decae y la amplitud de modulación decae y resurge la distribución incoherente. De forma simétrica al avanzar en el desplazamiento, el espejo dista lo suficiente hasta que la intensidad retorna al primer caso evaluado, el campo remanece con eventos en tendencia incoherente y la modulación de intensidad no se pierde por completo pero se atenúa. En la figura 2.35 se presenta la síntesis experimental con la densidad de correlación espacial.

El barrido se extiende hasta el final del recorrido del M-423, donde no se observa otro incremento en la respuesta coherente, definiendo un único máximo apreciable de autocoherencia. La distancia experimental del umbral de autocorrelación por el PDLS equivale aproximadamente $2mm$, un valor representativo en comparación a la longitud de coherencia usual de la cavidad láser estabilizada que alcanza las decenas de metros. Debido a la proporción espacial entre eventos promedio coherentes e incoherentes, el sistema permite constituir una **fuente parcialmente coherente**.

En comparación a los resultados con el ILPC ($20\mu m$), la **distancia de interacción efectiva** es de dos órdenes de magnitud mayor relación al PDLS ($2000\mu m$) permitiendo observar la diferencia en la aleatoriedad en ambos sistemas y el poder de descorrelación espacial entre la emisión atómica espontánea en la luz blanca y en la propagación en un medio semi-turbio cíclico de un láser.

Bajo el diseño del PDLS y la capacidad de iluminación parcialmente coherente, se define ser incorporada como uno de las fuentes luminosas del microscopio experimental, permitiendo tanto con el ILCP y el PDLS fuentes con una definida capacidad de correlación parcial en la escala micrométrica como en la escala milimétrica, respectivamente.

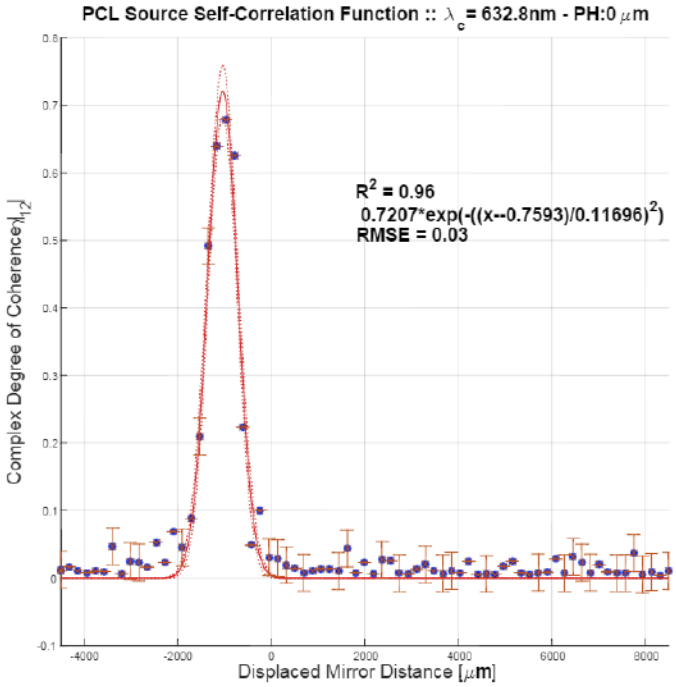
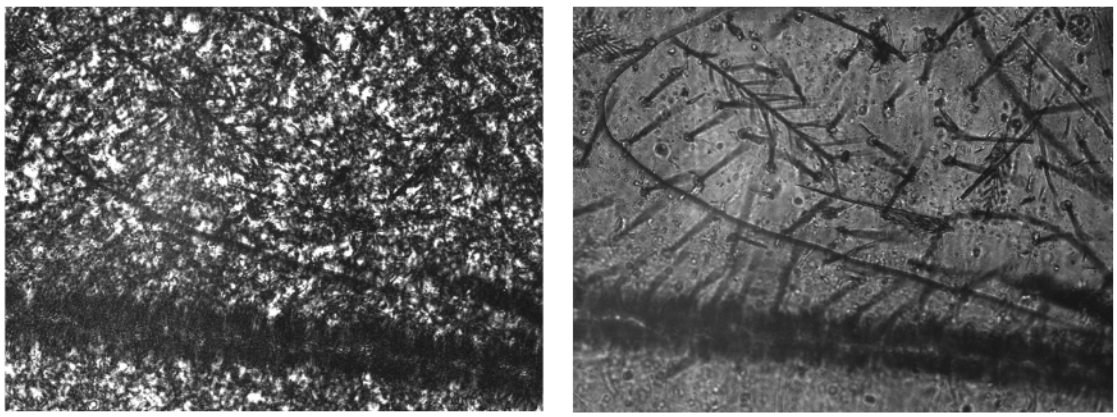


Figura 2.35: Densidad de autocorrelación espacial del PDLS.

Con la obtención de los resultados del análisis de autocoherencia, se procede entonces a describir a continuación unas pruebas preliminares cortas de la formación de imagen y el efecto de la distribución uniforme en el campo. Para la prueba se configuró un sistema de formación de imagen simple con un objetivo de conjugada finita M-10X de Newport instalado horizontalmente e iluminado directamente de la salida del PDLS (sin condensador). En el plano objeto del objetivo se instala un espécimen de un ala de abeja adherida sobre el portamuetras de forma horizontal. A continuación en la figura 2.36 se presentan las imágenes del modo estático y el modo dinámico observados.



(a) Imagen de una sección de ala en modo estático.(b) Imagen de una sección de ala en modo dinámico.

Figura 2.36: Imágenes de microscopía con el PDLS en ambos modos.

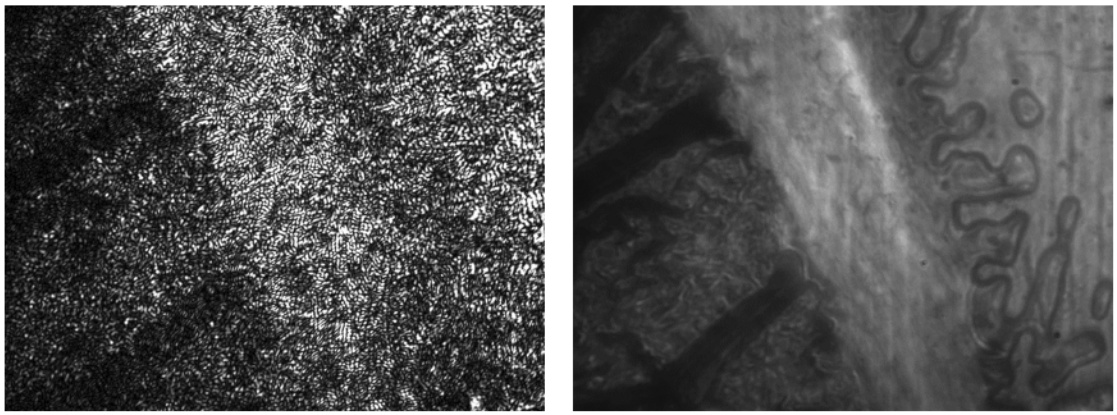
La porción que se observa corresponde a una zona clara del tejido del ala, donde se observa un conducto de vascular (alejándose de la profundidad de foco) y en centro de la imagen algunos gránulos de lo que se considera polen, semillas junto con restos de estructuras ramificadas, de lo que pudo ser el hábitat del espécimen.

En el modo estático se observa un campo de speckle que se propaga en un medio de múltiples índices de reflexión en el espécimen que ocasionan una redistribución por sectores del tamaño del *speckle*. Los cambios en general logran ser menores por lo que el speckle preserva su estadística. En relación a la composición de imagen sólo se detallan las estructuras con mayor índice de absorbancia por el efecto de contraste luminoso y la silueta con mayor absorción, pero en general no se aprecia más información de las propiedades de la estructura.

En el modo dinámico se presenta la redistribución de todas las configuraciones del speckle en todos los puntos del espécimen, generando una distribución promedia aproximadamente homogénea.

En la imagen se observa adicionalmente de las estructuras notorias, las proyecciones de sombras de los gránulos, a lo que es indicio que el plano donde se encuentran no coincide con el plano interno del tejido, a lo que se piensa como un plano intermedio oblicuo. El medio del espécimen define un medio volumétrico con planos en diferentes direcciones donde la luz no incide perpendicular en todas las regiones. Las estructuras internas se distingan más con mejor contraste uniforme.

La iluminación de la imagen en relación al modo dinámico permite generar una imagen que preserve una probabilidad de interacción coherente mientras facilita una definición de imagen con pocos efectos difractivos notorios, permitiendo una imagen coherente sin filtrado espacial ni distorsión ondulatoria. En las imágenes de la figura 2.38 se presenta otro ejemplo del efecto en un borde del ala del mismo espécimen.



(a) Imagen con el PDSL estacionario.

(b) Imagen con el PDSL dinámico.

Figura 2.37: Composición de imagen con el sistema de decorrelación.

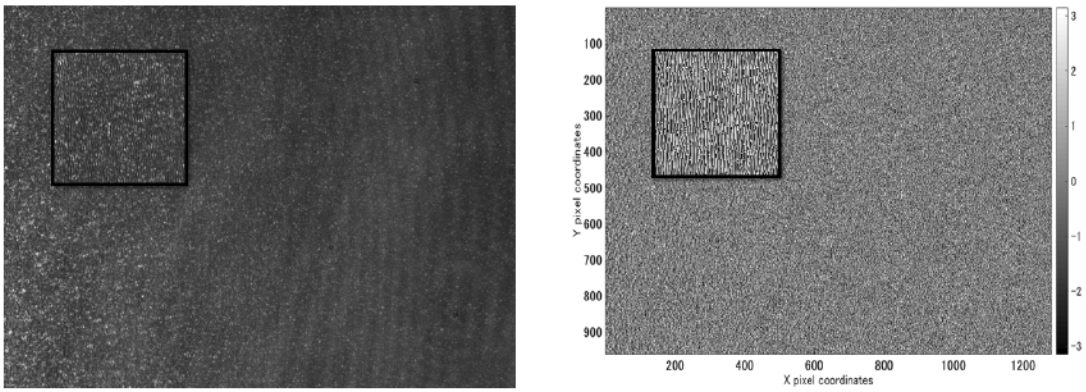
En éste ejemplo se observa cambios más apreciables del crecimiento del speckle por la propagación en el cambio de medio.La zona central y la esquina inferior izquierda presenta un speckle más puntual, mientras que la región de la esquina superior derecha tiene un

speckle más grande. El cambio de región coincide con el límite del líquido de suspensión de la muestra.

Otra pregunta que se plantea sobre la caracterización del campo resultante parte de la distribución del mapa de fase del speckle que lo compone. Para responder esto se configuró un interferómetro tipo Mach-Zehnder modificado para generar speckle modulado entre el brazo objeto del PDLS y el un brazo de referencia con un haz expandido separado antes de que entre a los difusores.

El objetivo es ver en modo estático la composición de fase de una **realización del campo** a través de la interferencia interna en la de la distribución generando **speckle modulado** con diferentes saltos de fase, para recomponer la **fase relativa** del campo.

Uno de los interferograma se presenta en la figura siguiente. La interferencia se realiza donde el brazo expandido se bifurca hacía un espejo con piezo-actuador para inducir retardos de fases controlados y se retorna al cubo de bifurcación donde se hace incidir el cubo de recombinación con el haz del PDLS. Para el experimento se toman seis interferogramas cada uno con retardo relativo de $3(\mu m)\bar{k}_0$.



(a) Campo de speckle modulado.

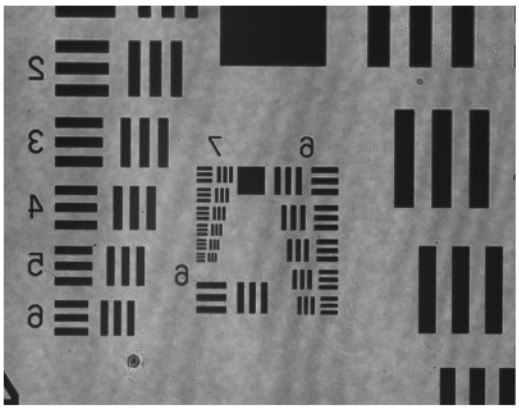
(b) Fase del campo de speckle.

Figura 2.38: Medición interferométrica del campo del PDSL.

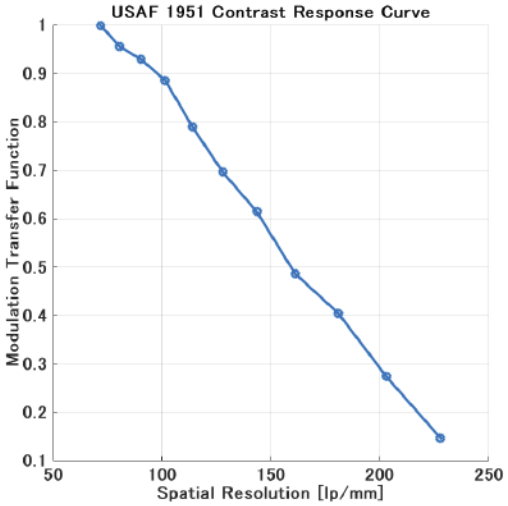
De forma similar al pronóstico temporal simulado anteriormente, la fase obtenida en la figura 2.38b es una distribución aleatoria muy fina con cambios rápidos locales y con una aparente distribución uniforme de cualquier valor de $0-2\pi$, como se había estipulado en la distribución aleatoria. Esto corrobora la diversificación y aleatoriedad que se obtiene tanto en la composición de intensidad como en los valores de fase manifestados en una realización del PDLS. El algoritmo de síntesis de fase corresponde nuevamente al Advanced Iterative Phase Shifting.

Finalmente se realiza un análisis de la proyección de imagen con la **prueba de resolución** USAF 1951 positiva con el fin de observar la distribución del campo en un objeto traslucido mientras se evalúa la forma en que el objetivo resuelve la frecuencia espacial. La imagen obtenida se presenta en la figura 2.39 el análisis de la lámina de resolución USAF 1951.

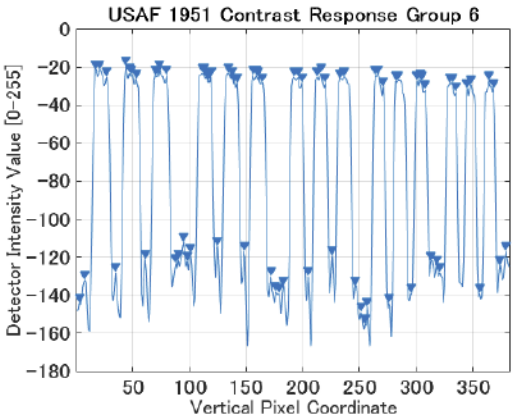
En la imagen experimental se observa en la distribución incidente el mismo comportamiento descrito anteriormente en la figura 2.33 de las franjas de interacción remanente. Adicional a



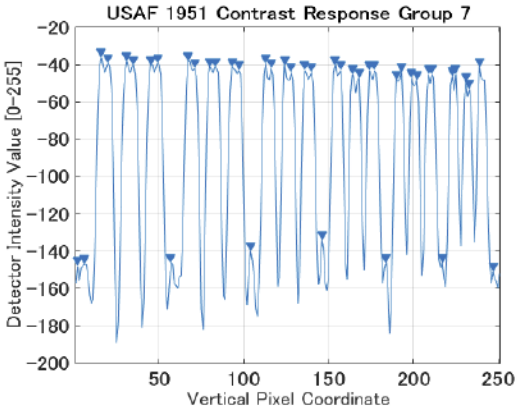
(a) Respuesta del PDSL en el USAF1951.



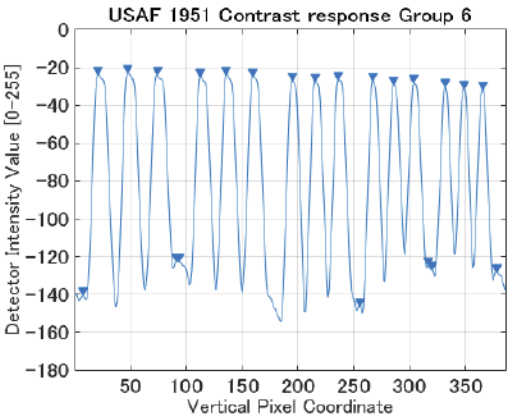
(b) Curva de la MTF con el PDSL.



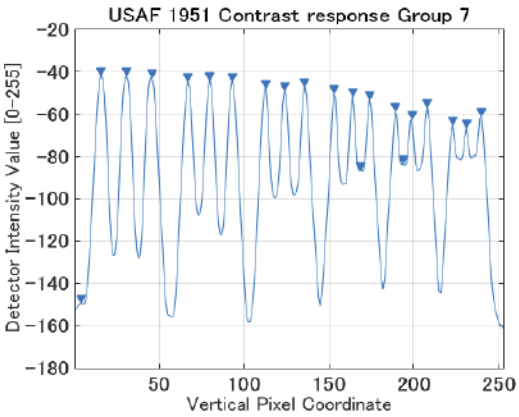
(c) Perfil del grupo 6 sin filtrado.



(d) Perfil del grupo 7 sin filtrado.



(e) Perfil del grupo 6 con filtrado.



(f) Perfil del grupo 7 con filtrado.

Figura 2.39: Análisis de rendimiento óptico del PDSL con el USAF1951.

esto, se observa una distribución aproximadamente uniforme. El objetivo del microscopio resuelve sin problemas con la función de transferencia definida con ésta iluminación el último grupo 7 y elemento 6 que equivale a 228$[lp/mm]$ ciclos de línea por milímetro. Indicando un buen rendimiento entre la calidad óptica del objetivo y la respuesta espectral del sistema para éste tipo de coherencia alcanzada, donde la frecuencia de corte es superior, en éste caso, a la frecuencia del objeto. Para un análisis más detallado de ésta discusión, se remite al capítulo tres en la sección 3.5.

La prueba de resolución permite identificar dos aspectos del efecto conjunto entre la respuesta de la luz con el sistema óptico y la respuesta electrónica del detector. Cuáles se discutirá en detalle en el capítulo tres. La prueba permite evaluar la capacidad conjunta de procesar analógicamente la información de estructuras espaciales con una determinada resolución. El USAF 1951(MIL-STD-150A)[46] permite medir la forma en que el sistema procesa estructuras verticales y horizontales, determinando la capacidad de resolver ambas direcciones a una misma frecuencia.

En ésta prueba el sistema recibe una señal cuadrada con el campo del PDLS, acorde la función de transferencia asociada, ésta señal es transformada únicamente en amplitud y desplazada linealmente en fase, por lo que preserva hasta cierta punto similitud con la señal original. Debido a la finitud del sistema óptico y su geometría no toda la información se transfiere a la misma capacidad, manifestando atenuación en la amplitud de la señal entre más compleja sea la estructura, en éste caso con el incremento de la **resolución espacial**.

La función que determina del grado de modulación con el incremento de los ciclos espaciales o la distancia entre estructuras se puede caracterizar observando la imagen de salida con la prueba del USAF al ver la atenuación entre los niveles de los picos y los valles de intensidad registrados para una estructura en particular a una frecuencia espacial.

La lámina de resolución está constituida por 8 grupos espaciales cada uno de 6 elementos que poseen diferentes incrementos en el número de pares de línea $[lp]$ o ciclos de línea, tanto en la dirección vertical como horizontal. En el caso en análisis experimental el objetivo y la iluminación resuelven el grupo 6-7 para todos los elementos. Como la discretización del detector es rectangular su muestro espacial es equivalente en ambas direcciones y bajo el supuesto de una **respuesta simétrica del sistema**, la modulación horizontal puede aproximar la respuesta vertical.

A partir de los patrones espaciales registrados se evalúa los perfiles transversales de cada elemento para calcular el valor de contraste, de forma similar al análisis de la **componente AC** utilizada en la observación de franjas. En éste caso en lugar de coherencia se evalúa el grado de atenuación para cada grupo espacial. En las imágenes siguientes se presenta los perfiles filtrados de las estructuras horizontales, utilizando un **filtro de suavizado** Savitzky-Golay[47] con un polinomio de grado 1 y extensión de cuadro de ruido 7, a través de las librerías (*sgolayfilt*) computacionales de la plataforma MATLAB®. Se presenta en la tabla la comparación de la información versión original y el filtrado.

El filtro ajusta a través de mínimos cuadrados un polinomio de grado 1 la información original del perfil unidimensional para atenuar los bordes cuadrados, risos de ruido y los efectos difractivos ondulatorios entre grupos espaciales. Esto permite identificar con mayor

claridad los máximos y mínimos más representativos de la señal vista en cada grupo. Se evita utilizar el filtro por la mediana por la no linealidad y mayor alteración en la atenuación de los valores de intensidad, afectando más la evaluación del contraste.

Como se observa en general con el incremento de la frecuencia espacial hay una atenuación de la componente espacial entre más ciclos de línea tenga la señal, como consecuencia normal de la **respuesta espectral finita**, como se discute en el capítulo tres. Al determinar los picos y valles representativos de cada grupo espacial se calcula el nivel de modulación AC individual. Con éste conjunto de datos se normaliza con el valor de la respuesta del primer grupo y elemento evaluado[48], en este caso $6-1$, generando el análisis relativo entre el periodo espacial que mejor modulación tiene en relación al decaimiento de los grupos analizados siguientes. En la figura 2.39b se presenta un gráfico del comportamiento.

El decaimiento que se observa es aproximadamente de tipo lineal en relación a los ciclos espaciales respectivos de cada grupo. La respuesta medida es indicativo que la función de transferencia de amplitudes del sistema es proporcional al periodo espacial, de tal forma que entre más ciclos espaciales tenga la información más difícil es que el sistema la logre procesar adecuadamente, generando un decaimiento lineal en ésta proporción hasta que se pierda la distinción de la señal.

El resultado para éste rango de valores de ciclos espaciales da información de la respuesta conjunta de la función de transferencia en la formación de imagen en relación al nivel de coherencia del campo alcanzado en el PDLS. Si bien la luz inicial es de naturaleza coherente, la respuesta de amplitudes observadas tiene un comportamiento similar a la respuesta apreciable en el régimen incoherente, donde las amplitudes complejas se atenúan en proporción al módulo de la autocorrelación de la pupila, que genera una curva decreciente con un comportamiento aproximadamente lineal atenuando las altas frecuencias. Se remite al capítulo tres en la subsección 3.3.2 para expandir el análisis de la formación de imagen incoherente.

La respuesta experimental obtenida hace pensar entonces que: A pesar de que la luz es de origen coherente, el proceso de descorrelación ha producido un campo que tiene una mayor tendencia incoherente como se observó tanto en el experimento de autocorrelación y ahora también en la evaluación de la formación de imagen, por consiguiente el sistema tiene una **respuesta espacial híbrida** en promedio temporal entre una función de transferencia coherente con manifestaciones de eventos incoherentes que definen un nuevo comportamiento en la interacción del campo a la hora de componer el plano imagen a través de la descomposición coherente del objetivo.

De ésta forma se explica que en el modo dinámico del PDLS cuando ilumina un sistema de formación de imagen se observen similitudes visuales en la definición y textura de la imagen como si hubiese sido iluminado con luz mayoritariamente incoherente, manifestando desde ésta perspectiva la funcionalidad del PDLS para componer una iluminación con tendencia incoherente Para más ejemplos de estas observaciones se remite a las observaciones microscópicas del capítulo 4.

Tras la evaluación de la respuesta de autocoherencia desde la interferencia y la observación en los efectos en la formación efectiva de imagen, se concluye el análisis de coherencia de

las fuentes. A partir de las configuraciones experimentales y posibilidades de los sistemas descritos anteriormente del ILPC y el PDLS, se proponen éstos como fuentes de iluminación no convencional en microscopía óptica a transmisión como elementos alternos que potencien las capacidades del microscopio prototipo para expandir o crear posibles técnicas derivadas del control y uso de la coherencia como una variable adicional en el estudio y análisis de especímenes en microscopía.

2.5 Conclusión del capítulo

Para ir en conclusión con el capítulo, se sintetiza algunas de las observaciones vistas en los efectos de la coherencia. La longitud de retardo de interacción efectivo define la probabilidad espacial dominante de interacciones coherentes. Distancias superiores a ese valor resultan en interacciones coherentes locales a una frecuencia superior a la de detección. En un rango de temporal de realización de eventos ocurren manifestaciones de interferencia o no interferencia. En el margen coherente la ponderación de contribución es primariamente binaria, es decir que hay modulación total o no hay modulación.

El campo a pesar de tener un mapa fase aleatorio, no deja sus propiedades de régimen coherente. Sobre el número de eventos, existe una relación entre ocurrencias respecto a la muestra de eventos, donde el factor de ocurrencia es pequeño respecto al total de eventos, conllevando a que sea más probable que no haya autocorrelación de campo en ese margen temporal para esa distancia en particular. La probabilidad de interacción cómo se observa experimentalmente se rige por el teorema del límite central, estableciendo una función de distribución gaussiana, y por consiguiente la probabilidad espacial decae exponencialmente al superar dos veces el valor de la varianza.

Por propiedades de ergodicidad que satisface el fenómeno se puede deducir que esa respuesta se manifiesta para cualquier corrimiento temporal en esa misma realización o en otra realización para otro valor de tiempo, y como proceso aleatorio estacionario en sentido débil en el valor esperado de ensamble. Por consiguiente conlleva a que en la autocorrelación de segundo orden la modulación AC efectiva sea baja o al mismo nivel del ruido de la señal a distancias/retardos entre más sea aleje de la varianza del retardo de correlación coherente para cualquier valor de tiempo, y su forma es descrita por la probabilidad gaussiana, como se esperaba de un proceso principalmente aleatorio.

Cualquier interacción coherente que se realice sobre un retardo mayor al valor efectivo, se traduce primariamente al aumento promedio del ruido de fondo. La interacción es binaria pero el promedio de interacción es parcial, generando un campo efectivo a la velocidad de detección que simula propiedades parcialmente descorrelacionadas en la intensidad superpuesta medible.

A diferencia del PDLS el ILCP posee interacciones correlacionadas ponderadas y no únicamente binarias. Por tanto además de la distribución de probabilidad la intensidad superpuesta en detección está definida por la descomposición coherente de la fuente en el espacio

libre, concepto que se detalla en el capítulo tres. Para una descripción cualitativa de la forma de la intensidad promedio es necesario considerar éste factor, pero para la descripción de la densidad de probabilidad espacial de interacción, basta con observar la forma de auto-correlación, que para ambas fuentes se rigen en el mismo principio de proceso aleatorio estacionario ergódigo y gaussiano visto experimental, solo que hay mayor diferencia en la escala de la función de probabilidad por las tasas controladas de emisión de la cavidad láser y la velocidad decorrelación en medio semi-turbio simulado, que la frecuencia de emisión espontánea atómica, reduciendo de escala milimétrica ($2mm$) a escala micrométrica($20\mu m$) la distancia de probabilidad espacial efectiva en ocurre la mayoría de los eventos coherentes. Después de ésta longitud la probabilidad toma la tendencia incoherente.

En éste capítulo se ha discutido sobre la interpretación estadística la luz como un fenómeno estocástico, permitiendo entender que los efectos observables de la interacción y manifestación óptica del campo son un proceso probabilístico independiente del tiempo, cuya probabilidad espacial es observable a través de la medición experimental del grado complejo de coherencia.

Éste entendimiento ha permitido la formulación de diferentes sistemas que alteran las probabilidades espaciales de correlación para favorecer y componer una nueva respuesta coherente que configura nuevas características que repercuten en propiedades ópticas de interés tanto en las técnicas de modulación por máscaras difractivas, recuperación interferométrica de fase y la formación de imagen, procesos que son de particular interés en el concepto de microscopio que busca integrar éstas técnicas como una forma alterna de expandir las capacidades de la microscopía óptica tradicional en el estudio de las propiedades del espécimen.

En el capítulo dos se aproximó al entendimiento elemental de qué es la coherencia y cómo se controla, ahora en el capítulo tres entonces se busca analizar y discutir los efectos de la coherencia en los sistemas de formación de imagen en dos perspectivas: Cómo se iluminan los sistemas ópticos y Cómo se procesa la información contenida en los campos. Para esto se analizan los fundamentos físicos de los procesos involucrados en éstas perspectivas, que directamente definen las etapas de un microscopio óptico compuesto.

Lo anterior tiene como finalidad incorporar los las fuentes de luz propuestas en una configuración comercial de microscopio a nivel de laboratorio que pueda materializarse en un set experimental que permita la observación de especímenes de la misma manera que incluye los conceptos de diseño y funcionalidad que se desea para versión prototipo.

De la misma manera se aprovechan las propiedades físicas de la respuesta espectral en la formación de imagen para plantear criterios evaluativos del rendimiento óptico en materia de resolución espacial y frecuencia de corte en los sistemas acoplados electro-ópticos, al igual que en la caracterización experimental a través del análisis de la atenuación de las señales ópticas. Estos criterios permitirán la evaluación de la implementación prototipo.

Referencias del Capítulo 2

[20] D. F. Styer. Statistical mechanics. Course Notes of Masterstudium Applied Chemistry und Photonik - Oberlin College, Oberlin, Ohio 44074-1088. URL: http://www.oberlin.edu/physics/dstyer/StatMech/book.pdf.

[21] N. M. Laurendeau. *Statistical Thermodynamics*. Cambridge University Press, 2005. Capítulo 3: The Statistics of Independent Particles, págs. 29-37. ISBN: 0-521-84635-8.

[22] Classical Theoretical Physics. Thermodynamics and Statistical Mechanics. Springer, 1997. Capítulo 5: Number of Microstates and Entropy, págs. 123-124. ISBN: 0-387-94299-8.

[23] L. Mandel y E. Wolf. *Optical coherence and quantum optics*. Cambridge University Press, 1995. Capítulo 2: Random (or stochastic) processes, págs. 41-43. ISBN: 0-521-41711-2.

[24] D. Gabor. Theory of communication. *Journal of the Institution of Electrical Engineers-Part III: Radio and Communication Engineering*, 93(26):429-441, 1945.

[25] L. Mandel y E. Wolf. En *Optical coherence and quantum optics*. Oxford University Press, 1995. Capítulo 3: Some useful mathematical techniques, págs. 97-107.

[26] E. Titchmarsh. *Introduction to the Theory of Fourier Integrals*. Oxford University Press, 2nd ed., 1948. Capítulo 3: The Statistics of Independent Particles, págs. 125-128. ISBN: 0-828-40324-4.

[27] M. Brady. Advanced transform methods. Course Notes - Oxford University, 2006. URL: http://www.robots.ox.ac.uk/~jmb/lectures/TransformLectures.pdf.

[28] N. Saito. Basics of analytic signals. Course Notes - University of California, 2014. URL: https://www.math.ucdavis.edu/~saito/courses/ACHA.w14/analytic_signal.pdf.

[29] L. Mandel y E. Wolf. En *Optical coherence and quantum optics*. Cambridge University Press, 1995. Capítulo 2: Random (or stochastic) processes, pág. 103. ISBN: 0-521-41711-2.

[30] M. Born y W. Emil. *Principles of Optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and difraction of light*. Cambridge University Press, 7th ed., 1999. Capítulo 10:Partially Coherent Light, págs. 557-562. ISBN: 0-521-64222-1.

[31] J. D. Gaskill. *Linear Systems,Fourier Transforms, and Optics*. John Wiley & Sons, 1978. Capítulo 7: The Fourier Transform, págs. 179-186. ISBN: 0-471-29288-5.

[32] J. W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics*. Roberts & Company, 3th ed., 2016. Capítulo 2: Analysis of two dimensional linear systems, págs. 6-8. ISBN: 0-974-70772-4.

[33] H. Hopkins. The concept of partial coherence in optics. *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, 208(1093):263-277, 1951.

[34] L. Mandel y E. Wolf. En *Optical coherence and quantum optics*. Cambridge University Press, 1995. Capítulo 2: Random (or stochastic) processes, pág. 161. ISBN: 0-521-41711-2.

[35] F. Zernike. The concept of degree of coherence and its application to optical problems. *Physica*, 5(8):785-795, 1938. DOI: 10.1016/S0031-8914(38)80203-2.

[36] P. H. van Cittert. Die wahrscheinliche schwingungsverteilung in einer von einer lichtquelle direkt oder mittels einer linse beleuchteten ebene. *Physica*, 1(1-6):201-210, 1934. DOI: 10.1016/S0031-8914(34)90026-4.

[37] J. W. Goodman. En *Introduction to Fourier Optics*. Oxford University Press, 1995. Capítulo 5: Fourier Transforming and Imaging Properties of Lenses, págs. 83-87.

[38] H. Beng. *Opto-Semiconductors Handbook*. Hamamatsu, 2014. Capítulo 12: Phase spatial light modulator, págs. 1-4. URL: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/e12_handbook_lcos_slm.pdf.

[39] G. Boreman, ed. Wiley Series in Pure and Applied Optics. Statistical Optics. Wiley, 2015. Capítulo 5: Temporal and spatial coherence of optical waves, págs. 196-202. ISBN: 0-471-39916-7.

[40] A. C. Schell. *The Multiplate Antenna*. Tesis doct., Massachusetts Institute of Technology, 1956. Thesis:31850641-MIT.

[41] Z. Wang y B. Han. Advanced iterative algorithm for phase extraction of randomly phase-shifted interferograms. *Optics Letters*, 29(14):1671-1673. DOI: 10.1364/OL.29.001671. URL: http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-29-14-1671.

[42] G. V. José Bioucas-Dias. Phase unwrapping via graph cuts. *IEEE Transactions on Image Processing*, 16(3):698-709, 2007. DOI: 10.1109/TIP.2006.888351.

[43] J. W. Goodman. *Speckle Phenomena in Optics. Theory and Applications*. Roberts & Company, 2007. Capítulo 4: Higher-Order Statistical Properties of Speckle, págs. 98-100. ISBN: 0-9747077-9-1.

[44] O. Svelto. *Principles of Lasers*. Springer, 5th ed., 2010. Capítulo 4: Ray and Wave Propagation Through Optical Media, págs. 150-155. ISBN: 0-9747077-9-1. DOI: 10.1007/978-1-4419-1302-9.

[45] Optics reference, Littleton, MA01460: Lambda Research, 2005.

[46] D. of Defense of the United States of America. Mil-std-150a. Photographic lenses. Military Standard - Doc. 19980602-132, 1950.

[47] A. Savitzky y M. J. Golay. Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures. *Analytical Chemistry*, 36(8):1627-1639, 1964. DOI: 10.1021/ac60214a047.

[48] G. Presenza-Pitman. Determination of the contrast and modulation transfer functions for high resolution imaging of individual atoms. Department of Physics - Technical Report - University of Toronto, Toronto, Ontario, 2009. URL: http://ultracold.physics.utoronto.ca/reprints/PresenzaPitmanNSERC09.pdf.

CAPÍTULO 3

PROPIEDADES DE FORMACIÓN DE IMAGEN

3.1 Formación de campos de iluminación 134
3.2 Sistemas de iluminación en microscopía 143
3.3 Efectos de la coherencia en sistemas 154
3.4 Síntesis de los efectos de la coherencia 165
3.5 La potencia de resolución óptica 166
3.6 El diseño óptico y la óptica geométrica 186
3.7 Conceptos del microscopio prototipo 201
3.8 La configuración CAD del microscopio 229
3.9 Conclusión del capítulo 238

Objetivos del Capítulo

- Discutir los efectos de la iluminación.
- Detallar las propiedades de la imagen.
- Analizar la eficiencia electro-óptica.
- Estudiar algunas propiedades geométricas.
- Presentar las características del microscopio.

Palabras Clave

- **Formación de imagen**
- **Apertura numérica**
- **Resolución**
- **Sistemas ópticos**

La discusión en éste capítulo se centra en el entendimiento de los procesos en la **microscopía óptica**, que abren el panorama conceptual para el diseño, adaptación e implantación del sistema de microscopía. El microscopio óptico se puede entender como el resultado de dos etapas principales: Una etapa de iluminación regida por las propiedades

de la luz junto con la óptica de iluminación y una etapa de formación de imagen definida por los sistemas de objetivos del microscopio y sistemas secundarios de imagen.

El punto de unión entre estas dos etapas se conecta con el concepto de la apertura numérica, ya que interviene directamente en la forma de iluminación y la resolución del sistema, definiendo en un gran porcentaje el rendimiento general de todo el microscopio. Propiamente la apertura numérica cuantifica la capacidad de emisión y recolección de luz de un sistema, pero como se desarrolla posteriormente en el capítulo hay un inmenso efecto en el control de la coherencia del campo de iluminación en los iluminadores, y en la respuesta espectral de los objetivos.

El capítulo inicia con el planteamiento de la formación y propagación de campos de intensidad mutua a partir de la respuesta del medio y la descomposición en ondas de interacción ponderada, propiedades que describe la distribución espacial de la iluminación efectiva en coherencia parcial.

Con el análisis se llega al teorema generalizado de van Cittert-Zernike en el vacío y la interacción parcial a través de un medio homogéneo con la fórmula de Hopkins. Con el desarrollo se discute la evolución de la iluminación a través de diferentes etapas en los sistemas conjuntos en los iluminadores. Con estos conceptos se entiende sobre el control de la coherencia en la iluminación.

A partir de ese análisis se discute entonces sobre cómo ajustar los campos de iluminación y cuáles son los sistemas ópticos que permiten la configuración de la coherencia a través de las aperturas numéricas, para lo cual se retoman los sistemas de iluminación de Nelson y la iluminación de Köhler.

Con el control de la coherencia en la iluminación a través de los iluminadores, se procede al estudio el modelo general de los sistemas ópticos que da paso al análisis de las propiedades de formación de imagen para un grado arbitrario de coherencia. El caso se analiza en los tres casos de coherencia detallando los efectos en la función de transferencia y las consecuencias en la resolución. De éste modo se discute el centro conceptual de un microscopio desde la de iluminación hasta su imagen Con el entendimiento de los efectos de la coherencia en la formación de imagen, se da inicio a la descripción de las herramientas de la calidad óptica y como desde la medición de ciertas señales se puede diagnosticar el rendimiento actual de una instrumentación óptica. Adicionalmente se discute el efecto conjunto del muestreo de señales y su repercusión en el efecto de la reducción de la calidad en sistemas acoplados electro-ópticos, que han de considerarse en la evaluación del rendimiento.

Con las herramientas de la fenomenología en la composición y evaluación de imagen se procede a la presentación conceptual y operacional de los múltiples subsistemas que integran el modelo de microscopio propuesto, para generar a través de la configuración y adaptación de sistemas ópticos comerciales la funcionalidad deseada para el microscopio. Para esto se presenta las configuraciones seleccionadas analizadas a través del software Zemax y la disposición general del espacio requerido.

3.1 Formación de campos de iluminación

La respuesta de los sistemas ópticos depende no únicamente de la naturaleza de los elementos que lo componen, las propiedades de la luz o de las características del objeto, también tienen una gran dependencia en la disposición en que se ilumina, la proyección y cantidad de luz son factores críticos en el rendimiento de los sistemas ópticos, particularmente en la microscopía óptica. Los sistemas que se describen en ésta sección se limitan a campos por transmisión de campo luminoso. Los sistemas de iluminación tienen como objetivo el control de la **apertura numérica de iluminación**, definiendo el máximo cono de iluminación. La apertura numérica fue definida por Earnst Abbe como la capacidad de un sistema óptico de captar luz siendo definida como[49]

$$NA = n \sin(\theta/2), \tag{3.1}$$

donde θ es el ángulo medio de la apertura del sistema y n es el índice de refracción del medio. La relación expresa la capacidad del sistema para recolectar un conjunto de rayos esparcidos por un medio refractivo en una región cercana al sistema, en relación al diámetro de la apertura. En la microscopía se caracterizan dos tipos de aperturas numéricas a dos subsistemas: NA que define el cono de aceptación del objetivo de microscopio y NA_c que corresponde al cono de emisión del condensador. Por tanto ésta propiedad tiene una gran correspondencia en la capacidad de resolución óptica ya que define cuánta información se puede recoger del objeto y cuánta información se puede resolver. Estos elementos se describirán más en detalle en las siguientes subsecciones.

La apertura NA del objetivo en general es un parámetro que no se puede modificar ya que está sujeta a las prestaciones del diseño óptico. Sin embargo NA_c está diseñada para ser controlada a través de aperturas conjugadas con las lentes de condensación, permitiendo el control de la cantidad de luz y el cono de emisión, y por consiguiente en las propiedades del campo efectivo de iluminación.

El problema principal en las perturbaciones cuasimonocromáticos parcialmente correlacionadas se divide en dos etapas la generación del campo efectivo y la propagación, transferencia y evolución de la coherencia mutua. Para abordar la generación del campo, se desarrolla el teorema de van Cittert-Zernike. El planteamiento matemático de ésta sección está basado en el cuarto capítulo de *Optical Coherence and Quantum Optics*[50] y capítulo décimo del libro de*Principle of optics*[51].

3.1.1 Intensidad mutua en fuentes extendidas

Retomando la ecuación 2.59 del análisis de Hopkins a mediados del capítulo dos, el campo efectivo está compuesto por una colección de intensidades mutuas generadas por cada elemento de fuente que se correlacionan de forma distinta en los dos puntos referenciales p_1 y p_2 en que se mide la correlación. Supóngase una fuente extendida lo suficientemente distante a un plano de observación como para considerar cada elemento de fuente de forma

puntual, como se representa esquemáticamente en la figura 3.1.Sea entonces el conjunto de vibraciones complejas del punto p_j generado por un elemento discreto de fuente $d\sigma_m$ definido como

$$V_j(t) = \sum_{m=1}^{\infty} V_{mj}(t) \quad | \quad j = 1,2, \tag{3.2}$$

donde $V_{mj}(t)$ es la perturbación de cada elemento m de fuente. Por tanto la coherencia mutua resultante será la superposición de las correlaciones individuales de cada elemento

$$\Gamma(r_1, r_2, 0) = V_1(t)V_2^*(t) = \sum_m V_{m1}(t)V_{m2}^*(t) + \sum_m \sum_n V_{m1}(t)V_{n2}^*(t) \quad | \quad m \neq n, \tag{3.3}$$

donde r_j es la distancia al punto p_j.

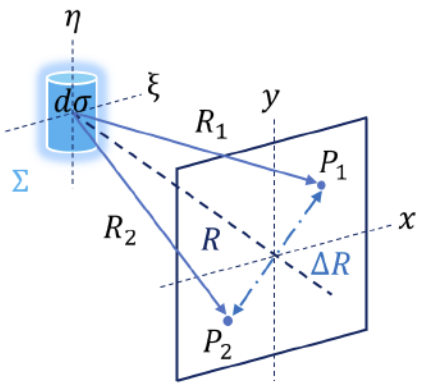


Figura 3.1: Esquema de los puntos de interacción de una fuente extendida.

Como se ha mencionado en el capítulo dos, cada elemento de fuente es mutuamente incoherente brindando la condición de estadísticamente estacionario, además el valor esperado de ensamble es cero en las correlaciones temporales por tanto es independiente del origen del tiempo, satisfaciendo

$$V_{m1}(t)V_{n2}^*(t) = V_{m1}(t)V_{m2}^*(t) = 0 \quad | \quad m \neq n. \tag{3.4}$$

Si se define que cada perturbación de campo es de la forma

$$V_{mj} = A_m(\tau_j)\frac{e^{-2\pi i \bar{\nu}_0 \tau_j}}{r_{mj}} \mid \tau_j = \left(t - r_{mj}/v\right), \tag{3.5}$$

donde v es la velocidad de propagación del medio homogéneo entre la fuente y el plano del campo efectivo. $|A_m|$ define la potencia y $\arg A_m$ la fase de radiación del m-ésimo elemento de fuente. Por tanto la correlación de cada perturbación en p_1 y p_2 será de la forma

$$V_{m1}(t)V_{n2}^*(t) = A_m(\tau_1)A_{m1}^*(\tau_2)\frac{e^{-2\pi i \bar{\nu}_0 \Delta\tau_{12}}}{r_{m1}r_{m2}} = A_m(t)A_m^*(\Delta\tau_{12})\frac{e^{-2\pi i \bar{\nu}_0 \Delta\tau_{12}}}{r_{m1}r_{m2}}, \tag{3.6}$$

talque $\Delta\tau_1 2 = \tau_2 - \tau_1 \quad \wedge \quad \Delta\tau_{12} < t_c \Longrightarrow t \gg \Delta\tau 12$. Los retardos de fase asociados a cada elemento en el campo efectivo menores al tiempo de coherencia aportan de forma coherente. Por consiguiente el campo efectivo de iluminación compuesto de m elementos discretos de fuente es

$$\Gamma(r_1, r_2, 0) = \sum_m A_m(t) A_m^*(t) \frac{e^{-2\pi i \bar{\nu}_0 \Delta\tau_{12}}}{r_{m1} r_{m2}}. \tag{3.7}$$

La correlación $\langle A_m(t) A_m^*(t) \rangle$ define la intensidad de radiación de cada elemento de fuente. En el análisis de un gran número de elementos puntuales, se puede interpretar como un medio continuo integrando cada diferencial de fuente, definiendo

$$\Gamma(R_1, R_2, 0) = \int_\Sigma I(S) \frac{e^{-2\pi i \bar{\nu}_0 \Delta \mathrm{R}}}{R_1 R_2} \mathrm{d}S, \tag{3.8}$$

donde $I(S)$ es la intensidad por unidad de área de la fuente completa, tal que $I(S_m)\mathrm{d}\sigma_m = \langle A_m(t) A_m^*(t) \rangle$, R_j es la distancia entre la fuente Σ y el plano efectivo de iluminación correlacionado. El grado complejo de coherencia efectivo se define entonces como

$$\gamma_{12}(P_1, P_2) = \frac{1}{\sqrt{I(P_1) I(P_2)}} \int_\Sigma I(S) \frac{e^{-2\pi i \bar{\nu}_0 \Delta \mathrm{R}_{12}}}{R_1 R_2} \mathrm{d}S, \tag{3.9}$$

tal que $I(P_j)$ es la intensidad promedio autocoherente medida en el punto P_j

$$I\left(P_j\right) = \Gamma(R_1, R_1, 0) = \int_\Sigma \frac{I(S)}{R_j^2} \mathrm{d}S. \tag{3.10}$$

La ecuación 3.9 retoma una de las discusiones planteadas en la introducción en la interpretación de la coherencia. La ecuación posee la misma estructura del principio de Huygens-Fresnel de un campo complejo difractado como la superposición de radiadores coherentes. El grado complejo define un conjunto de radiadores correlacionados que emiten ondas planas coherentes que se superponen para producir la intensidad parcialmente coherente.

Esta similitud al principio de Huygens-Fresnel fue planteada en el teorema de van Cittert-Zernike al interpretar que: "$\gamma_{12}(P_1, P_2)$ *produce una distribución igual a la amplitud compleja en* P_1 *similar a un patrón difractado en* P_2*, el cual sería producido si se sustituye la fuente por una apertura difractiva de la misma forma y tamaño que emite ondas esféricas que convergen en* p_2 *y su distribución de amplitud sobre todo el frente de onda en la apertura difractiva es proporcional al de la fuente original.*" El estamento puede sintetizarse como: Un campo de iluminación parcialmente coherente es la superposición de la **difracción coherente de una fuente extendida** incoherente de frecuencia central $\bar{\nu}_0$ en un plano de observación distante.

Una simplificación sobre éste análisis se puede realizar si se considera que las distancias entre los puntos P_1, P_2 es mucho menor que la distancia del plano de la fuente O al plano que los contiene O'. Sea entonces (x_j, y_j) las coordenadas del punto P_j en O', (ξ_j, η_j) las coordenadas de la fuente y R la distancia OO' entre planos, entonces la distancia R_j al punto

P_j será

$$R_j^2 = (x_j-\xi)^2 + (y_j-\eta)^2 + R^2 R_j \approx R + \frac{(x_j-\xi)^2 + (y_j-\eta)^2}{2R}, \tag{3.11}$$

$$\therefore \quad \Delta R_{12} = R_2 - R_1 = \frac{(x_1^2+y_1^2)-(x_2^2+y_2^2)}{2R} - \frac{(x_1-x_2)\xi + (y_1-y_2)\eta}{R}. \tag{3.12}$$

La distancia si $R \gg \Delta R_{12}$ entonces se puede aproximar que R_j R como la distancia de las ondas divergentes difractadas. Si se define

$$\frac{(x_1-x_2)}{R} = p; \frac{(y_1-y_2)}{R} = q, \tag{3.13}$$

$$\psi = \bar{k}_0 \frac{[(x_1^2+y_1^2)-(x_2^2+y_2^2)]}{2R}, \tag{3.14}$$

donde ψ representa la diferencia de fase entre P_1,P_2 y la fuente $\bar{k}_0(OP_1 - OP_2)$. Si se sustituye en 3.9 las consideraciones previas, el grado complejo de coherencia se redefine como

$$\gamma_{12}(R,0) = \frac{e^{i\psi} \iint_\Sigma I(\xi,\eta) e^{-i\bar{k}_0(p\xi+q\eta)} \mathrm{d}\xi \mathrm{d}\eta}{\iint_\Sigma I(\xi,\eta)\, \mathrm{d}\xi \mathrm{d}\eta}. \tag{3.15}$$

Al satisfacerse $R \gg \Delta R_{12}$ el grado complejo de coherencia será la **transformada normalizada de Fourier** de la función de distribución de intensidad de la fuente. Si $\Delta R_{12} \gg \bar{\lambda}_0$ se puede omitir el factor $e^{i\phi}$.

Si el medio entre la fuente y el plano efectivo de iluminación es heterogéneo u homogéneo en diferentes regiones con diferentes índices de refracción, la función respuesta al impulso del espacio libre $\exp(i\bar{k}0R)/R$ debe ser más general para representar las propiedades del medio. Sea $K(S,P,\nu)$ la función de transmisión del medio, definible como la **función respuesta al impulso** del medio intermedio de propagación, el factor de transmisión es de la forma $i\bar{\lambda}_0 K(S,P,\nu)$, luego la **función de coherencia mutua** será

$$\Gamma_{12}(P_1,P_2) = \bar{\lambda}_0^2 \int_\Sigma I(S) K(S,P_1,\bar{\nu}_0) K^*(S,P_2,\bar{\nu}_0) \mathrm{d}S. \tag{3.16}$$

La **función del grado complejo de coherencia** será definida como

$$\gamma_{12}(P_1,P_2) = \frac{\bar{\lambda}_0^2 1}{\sqrt{I(P_1)I(P_2)}} \int_\Sigma I(S) K(S,P_1,\bar{\nu}_0) K^*(S,P_2,\bar{\nu}_0) \mathrm{d}S. \tag{3.17}$$

La formulación fue propuesta de forma heurística por Hopkins[52] como una generalización al desarrollo de van Cittert-Zernike en el estudio de la luz parcialmente coherente. La forma general puede interpretarse para definir que: Un campo de iluminación parcialmente coherente es la descomposición de una fuente extendida incoherente de frecuencia central ν_0 en un medio y que se superpone acorde el grado complejo de coherencia en un plano.

3.1.2 Propagación de la intensidad mutua

Sobre la **propagación de la intensidad mutua**, hasta éste punto se ha analizado la generación del campo efectivo de iluminación. El siguiente problema a abordar corresponde a la propagación de la coherencia mutua. Posterior a ese desarrollo se introduce la discusión sobre los sistemas de iluminación. Si se define la variable

$$U\left(S,P_j\right)=i\bar{\lambda}_0 K\left(S,P_j,\bar{\nu}_0\right)\sqrt{I(S)}. \tag{3.18}$$

Se puede reescribir la función de coherencia mutua

$$\Gamma_{12}(P_1,P_2)=\int_{\Sigma} U(S,P_1)U^*(S,P_2)\mathrm{d}S, \tag{3.19}$$

y el grado complejo en la forma original de Hopkins, a la que se referirá como la **fórmula de Hopkins**

$$\gamma_{12}(P_1,P_2)=\frac{1}{\sqrt{I(P_1)I(P_2)}}\int_{\Sigma} U(S,P_1)U^*(S,P_2)\mathrm{d}S, \tag{3.20}$$

donde $U(S,P_j)$ es un campo complejo monocromático proporcional a las perturbaciones en el punto P_j por una fuente estrictamente monocromática asociada ubicada en el plano $\boldsymbol{\Sigma}$. Esto, sin embargo, no se puede ver como una fuente monocromática sino una representación ficticia de las perturbaciones ondulatorias en P_j, tal que su amplitud equivale a $\sqrt{I(S)}$ y fase $e^i 0$, siendo ondas ficticias portadoras de la frecuencia central de $I(S)$ que interactúan en P_j en correlaciones. Cada punto real de fuente tiene asociada una perturbación $U(S,P_j)$ para cada punto de espacio. Se puede representar entonces a través del principio Huygens-Fresnel, la proyección en el plano $\boldsymbol{B}$ como

$$U(S,Q_1,\nu)=\int_{\Sigma} U(S,P_1,\nu)\frac{e^{i\bar{k}_0 s_1}}{s_1}\Omega_1\mathrm{d}P_1, \tag{3.21}$$

donde s_j es la distancia entre un punto P_j en el plano de contribución parcialmente correlacionado $\boldsymbol{A}$ originado por la fuente. y Ω_j es una factor de oblicuidad. La interacción de los campos en el plano $\boldsymbol{B}$ se define como

$$U(S,Q_1)U^*(S,Q_2)=\int_{\mathrm{A}}\int_{\mathrm{A}} U(S,P_1)U^*(S,P_2)\frac{e^{i\bar{k}_0\Delta s_{12}}}{s_1 s_2}\Omega_1\Omega_2^* dP_1 dP_2 \quad | \quad \Delta s_{12}=s_2-s_1. \tag{3.22}$$

La representación plantea a $\boldsymbol{A}$ como una **fuente difractada de ondas coherentes** que se proyectan desde cada punto P_j hasta todos los puntos Q_j en $\boldsymbol{B}$ en donde se superponen. Los puntos P_1 y P_2 asumen independientemente todos los puntos del plano $\boldsymbol{A}$ para la integración. Finalmente la correlación en $\boldsymbol{A}$ se define al sustituir 3.22 en 3.19, obteniendo

$$\Gamma_{12}(Q_1,Q_2)=\int_A\int_A \Gamma_{12}(P_1,P_2)\frac{e^{i\bar{k}_0\Delta s_{12}}}{s_1 s_2}\Omega_1\Omega_2^* dP_1 dP_2. \tag{3.23}$$

Cada contribución por cada par P_1 y P_2 en $\boldsymbol{A}$ depende de las intensidades propias y de la ponderación del valor del grado complejo de coherencia asociado a cada par. Ésta expresión puede observarse como la versión de Huygens-Fresnel para la propagación de intensidades parcialmente coherentes. En el caso de tener un medio no homogéneo o un sistema, entonces la forma general plantea la forma correspondiente a la función de transmisión del medio para proyectar las correlaciones, en la forma

$$\Gamma_{12}(Q_1,Q_2)=\int_A\int_A \Gamma_{12}(P_1,P_2)K(P_1,Q_1)K^*(P_2,Q_2)dP_1 dP_2. \tag{3.24}$$

3.1.3 La formación de imagen de una fuente extendida

La formación de imagen en éste tipo de fuentes es el resultado de dos factores, la extensión de la fuente y la ponderación coherente de las contribuciones. El tamaño de la fuente define no solo el número de radiadores coherentes sino también la distribución espacial de cada radiador, causando que en los planos de la imagen no haya directamente puntos de luz sino regiones que se esparcen.

Cada perturbación en el plano de iluminación forma una imagen individual que se proyecta en la región finita donde se concentra, como hay múltiples patrones de imagen esparcidos en el mismo plano, hay superposición de las diferentes proyecciones correlacionadas en el plano imagen contribuyendo de forma coherente como incoherente, acorde los criterios espaciales que satisfacen el tiempo de coherencia reflejados en el grado complejo de coherencia. Para desarrollar el concepto, se considera el sistema representado en la figura 3.2.

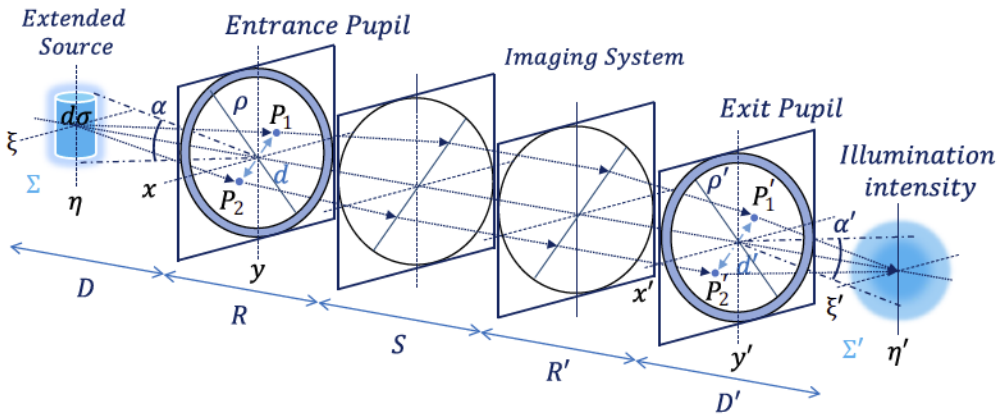


Figura 3.2: Esquema de los puntos de interacción de una fuente extendida.

Considérese un sistema descrito por una fuente extendida Σ que irradia uniformemente en un medio homogéneo de índice n una distribución circular de radio ρ y de frecuencia central $\bar{\nu}_0$, a una distancia D del plano de la pupila de entrada de un sistema óptico, como se describe en el esquema. La pupila de entrada está definida en el plano $\boldsymbol{A}$, en donde hay dos puntos P_1 y P_2 separados a una distancia d. La relación de tamaño satisface $\rho/D \ll 1$, $d/D \ll 1$ y $OP_1 - OP_2 \ll \bar{\lambda}_0$, por consiguiente el grado de coherencia compleja será la transformada normalizada de Fourier de la función de irradiancia, en éste caso de una función circular, obteniendo

$$\gamma_{12}(P_1,P_2) = \left(\frac{2J_1(v)}{v}\right)e^{i\psi}, \tag{3.25}$$

$$| \quad v = \frac{2\pi}{\bar{\lambda}_0}\frac{\rho}{D}\sqrt{(X_1-X_2)^2+(Y_1-Y_2)^2}; \quad \psi = \frac{2\pi}{\bar{\lambda}_0}\left[\frac{(X_1-X_2)^2+(Y_1-Y_2)^2}{2R}\right], \tag{3.26}$$

donde J_1 son las funciones de Bessel de la primera clase, X_j y Y_j son las coordenadas del punto P_j en el plano de la pupila de entrada. Aplicando las relaciones de tamaño previas, el grado complejo de coherencia en el plano $\boldsymbol{A}$ de la pupila de entrada se simplifica como

$$\gamma_{12}(P_1,P_2) = \left|\frac{2J_1(v)}{v}\right| \quad | \quad v = \frac{2\pi n}{\bar{\lambda}_0} d\sin\alpha; \quad d = \sqrt{(X_1-X_2)^2+(Y_1-Y_2)^2}, \tag{3.27}$$

tal que $\rho/D \approx \sin\alpha \approx \alpha$ y equivale al radio angular de la fuente visto desde la pupila de entrada del sistema, conocido como el **Campo de Visión** (FOV) del espacio objeto, medido desde el radio ρ de iluminación. El FOV que se menciona corresponde al FOV instantáneo (IFOV), relativo a la altura del objeto, en lugar del FFOV o el Campo de Visión Completo absoluto del sistema. Si la perturbación del campo efectivo en P_j se define como: $U(S,P_j)$, entonces el sistema genera punto conjugado $P_j^{'}$ en la pupila de salida, descrito en buena aproximación por la óptica geométrica

$$U\left(S,P_j^{'}\right) = K_{jj}U\left(S,P_j\right), \tag{3.28}$$

donde K_jj son los factores de transmisión definidos por el sistema en el dominio de la óptica geométrica, mientras se satisfagan las relaciones de tamaño anteriormente descritas. Entonces la correlación mutua en el espacio imagen se define según la fórmula de Hopkins, obteniendo

$$\gamma_{12}\left(P_1^{'},P_2^{'}\right) = \frac{K_{11}K_{22}^{*}}{|K_{11}||K_{22}|}\frac{1}{\sqrt{I(P_1)I(P_2)}}\int_{\Sigma} U(S,P_1)U^{*}(S,P_2)\,\mathrm{d}S = \gamma_{12}(P_1,P_2)e^{i(\phi_{11}-\phi_{22})}, \tag{3.29}$$

donde ϕ_jj son las fases asociadas a los factores de transmisión del sistema. Ésta relación indica que la correlación mutua en el espacio imagen en el plano $\boldsymbol{A'}$ que define la pupila de salida será la correlación mutua de la pupila de entrada escala, que difiere por un factor geométrico de fase asociado al sistema $\bar{k}_0(P_1P_1^{'} - P_2P_2^{'})$.

Se considera que una suficiente coherencia se logra cuando $|\gamma_{12}| \geq 0{,}88$ por tanto $|2J_1(v)/v| \geq 0{,}88$. Ésta condición se satisface cuando el argumento de la diferencia de las distancias $v' \leq 1$. Por el **teorema de Smith-Helmholtz**, o la invariancia Lagrangiana en calidad de la óptica de Gauss, se satisface: $v^{'} = v$, el conjugado de las distancias en el espacio imagen se conoce. Por tanto una distribución circular uniforme cuasimonocromática produce **iluminación coherente** en la pupila de salida ($A^{'}$) de un sistema óptico en una región aproximadamente de diámetro

$$d^{'}_{coh} \approx \frac{0{,}16\bar{\lambda}_0}{n' \sin(\alpha')}, \tag{3.30}$$

tal que $d^{'}$ es la distancia entre los puntos conjugados $P^{'}_1$ y $P^{'}_2$, $d_coh^{'}$ define la menor separación entre los puntos para que $|\gamma_{12}| \geq 0{,}88$, $2\alpha^{'} \approx 2\rho^{'}/D$ es el IFOV' del espacio imagen medido hasta el radio conjugado de iluminación $\rho^{'}$. Para plantear una proporción entre el cono coherente y la apertura del sistema se plantea: $d^{'}_A$ el tamaño del primer anillo del patrón de Airy que puede resolver el sistema

$$d^{'}_A = \frac{0{,}61\bar{\lambda}_0}{n' \sin(\theta)}. \tag{3.31}$$

Por tanto, la relación entre NA' y el cono coherente es

$$\frac{n' \sin(\alpha')}{n' \sin(\theta)} = \frac{0{,}16}{0{,}61} \frac{d^{'}_A}{d^{'}_{coh}} \frac{[\rho'/D]}{[l'/D']} = 0{,}26 \frac{d^{'}_A}{d^{'}_{coh}} d^{'}_{coh} = 0{,}26 l' \left(\frac{d^{'}_A}{\rho'} \right), \tag{3.32}$$

donde $n^{'} \sin(\theta) \approx n^{'} \rho^{'} D - 1'$ define la apertura numérica en el espacio imagen, ρ' es el diámetro de la pupila de salida y D' es la distancia de entre el plano de la imagen y el plano de la pupila de salida. La relación permite estimar el tamaño de iluminación coherente en relación a los parámetros físicos del sistema y la imagen geométrica de la iluminación.

El plano de la pupila de salida estará aproximadamente coherente si la pupila es $\rho^{'} \leq 0{,}5 d^{'}_{coh}$ para producir un radio de iluminación $\rho^{'} \leq 0{,}13 d^{'}_A$. Si la pupila de salida es del 50 % de la distancia máxima de correlación en la imagen, entonces se produce una fuente virtual $I(P')$ coherente de radio del 13 % del disco de Airy.

Si $\rho^{'} \gg 0{,}13 d^{'}_A$ el tamaño de la región coherente en relación NA es bastante inferior, por tanto las perturbaciones en el plano de la pupila de salida son esencialmente incoherentes. La correlación en el plano imagen de dos puntos $Q^{'}_1$ y $Q^{'}_2$ será equivalente igual a tener una fuente real incoherente de las mismas dimensiones, función de distribución de intensidad y posición en el plano de la pupila de salida del sistema. La correlación dependerá de la función de intensidad y se construye en el plano imagen a través de la "difracción"de la fuente virtual incoherente.

$$\gamma_{12}\left(Q^{'}_1, Q^{'}_2\right) = \frac{1}{\sqrt{I\left(Q^{'}_1\right) I\left(Q^{'}_2\right)}} \int_A I\left(P'\right) \frac{e^{-i\bar{k}_0 \Delta R^{'}_{12}}}{R_1 R_2} dP' \quad | \quad I\left(Q^{'}_j\right) = \int_{A'} \frac{I\left(P'\right)}{R_j^2} \mathrm{d}P'. \tag{3.33}$$

Si se configura una **iluminación parcialmente coherente**, existe una intensidad mutua $\gamma_{12}(P'_1,P'_2)$ en el plano de la pupila de salida y se propagará entonces como

$$\gamma_{12}\left(Q'_1,Q'_2\right)=\frac{1}{\sqrt{I\left(Q'_1\right)I\left(Q'_2\right)}}\int_{A'}\int_{A'}\sqrt{I\left(P'_1\right)I\left(P'_2\right)}\left[\frac{2J_1\left(v'\right)}{v'}\right]\frac{e^{i\bar{k}_0\Delta R'_{12}}e^{i(\phi_{11}-\phi_{22})}}{R'_1R'_2}\Omega_1\Omega_2^{*}dP'_1dP'_2, \tag{3.34}$$

donde R'_j es la distancia del plano la pupila de salida hasta el punto Q'_j, $I(Q'_j)$ son las intensidades autocoherentes mutuamente incoherentes en el punto Q'_j, $\Delta R_12'$ es la distancia entre los puntos Q'_1,Q'_2. Las intensidades autocoherentes mutuamente incoherentes en el punto P'_j se definen como

$$I\left(P'_j\right)=\int_{\Sigma}\left|U\left(S,P'_j\right)\right|^2\mathrm{d}S=\left|K_{jj}\right|\int_{\Sigma}\left|U\left(S,P_j\right)\right|^2\mathrm{d}S. \tag{3.35}$$

Como resultado, acorde la disposición del tamaño de la pupila de salida, en el caso de la iluminación incoherente se pierde la correlación conjugada de la fuente original, construyendo una nueva fuente incoherente en la pupila de salida, que produce una segunda correlación en el plano imagen acorde el teorema de van Cittert-Zernike.

En el caso en que se preserva la intensidad mutua en la pupila de salida, la correlación en el plano imagen será su propagación hasta ésta distancia. Esa intensidad mutua será la descomposición y superposición de la correlación mutua conjugada con la inclusión de los factores oblicuos. Como se planteó en el desarrollo, ésta correlación resultante es una proyección de la primera **intensidad mutua** en la pupila de entrada junto con el factor geométrico de fase de transmisión del sistema.

En cualquiera de los dos casos, el principio de generación de imagen se interpreta como la descomposición de una intensidad inicial con unas propiedades que se transmite en un medio. Al campo desacoplado se le compensa el crecimiento espacial por las distancias a través factores de fase respectivos a su vector de onda central, que convergen a un plano y generar la superposición ponderada a las propiedades iniciales, en el respectivo punto de observación y componer un campo propagado acotado a la definición del campo inicial.

Con el planteamiento de la imagen de la fuente incoherente y la transmisión geométrica de la correlación a través de un sistema de imagen, se plantea la base del fenómeno físico para la discusión de los sistemas de iluminación.

3.2 Sistemas de iluminación en microscopía

Sobre los sistemas de **iluminación en microscopía óptica**, en ésta sección se para un poco de la descripción del proceso físico para incluir una descripción del *aparatus* utilizado en la iluminación, identificando los componentes y configuraciones que permiten la generación del

campo de iluminación. Posteriormente se retoma partir de los planteamientos en la sección previa se inicia la discusión sobre los sistemas de iluminación en la microscopía óptica.

En la sección se abordará los diferentes sistemas representativos en la **microscopía de transmisión de campo claro**, partiendo de la descripción de la disposición de los elementos ópticos que configuran el sistema. Finalmente se retoma las consideraciones de la coherencia en éstos sistemas.

Los **iluminadores** son un conjunto de sistemas ópticos que se encargan de procesar y preparar la distribución de iluminación, propiamente incoherente, tipo halógena, de lámparas de descarga o LED. En general estos sistemas no sólo se componen de lentes sino de una compleja operación de control térmico y eléctrico en las fuentes, para garantizar la estabilidad, durabilidad que es sumamente representativo para entregar el máximo rendimiento de un microscopio óptico. En éste análisis se asume que se dispone de un campo estable en potencia lumínica, para centrarse en la parte de óptica de los iluminadores.

A los sistemas de iluminación se incluyen elementos ópticos retardadores, polarizadores, placas de fase, láminas de *shearing*, prismas entre otros componentes de óptica plana que permiten el control o adecuación de propiedades del campo y que son propias a las diferentes técnicas de microscopía óptica.

Los sistemas de iluminación vistos propiamente desde la disposición direccional en que se ilumina el espécimen, se pueden describir en dos modos: La **Iluminación coaxial** (*Epi*), donde el campo de iluminación se proyecta a través o desde el mismo lado que el sistema de formación de imagen para recoger el campo retrodispersado de la muestra, el modo depende de un factor de reflectancia en la muestra. La **Iluminación a transmisión** proyecta la iluminación desde lados opuestos al sistema de formación de imagen, éste modo depende de un factor de transmitancia en la muestra. El esquema 3.3 presenta una vista gráfica de las formas de iluminación. Información y esquemas 3.3, 3.8, 3.9 del texto *Optical design for biomedical imaging*[53].

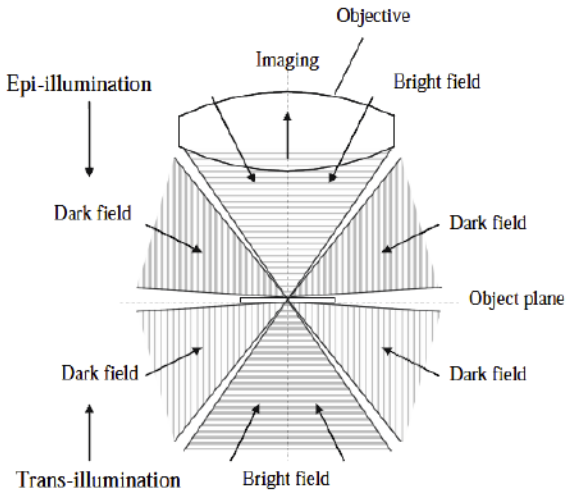
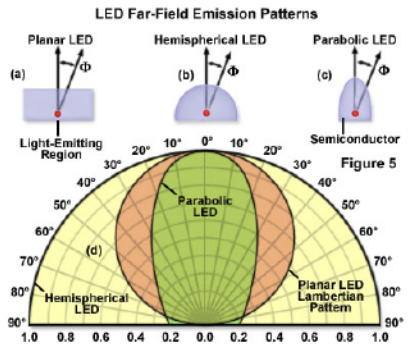


Figura 3.3: Tipos de iluminación en microscopía. Figura: *R. Liang*.

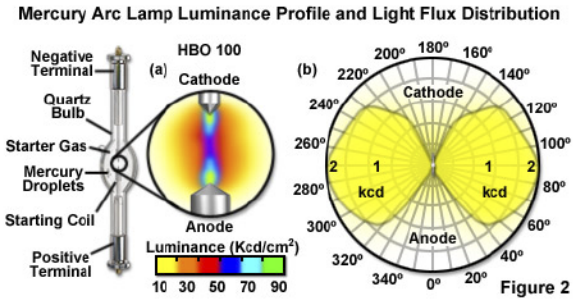
Cada modo tiene asociado una segunda disposición que define que porción del campo de iluminación incide en la muestra: **Campo claro** se proyecta directamente sobre la muestra y la luz es recogida directamente por el objetivo. **Campo oscuro** por el contrario genera una iluminación periférica a la muestra, el objetivo no recoge toda la luz evitando la reflexión especular y el orden cero proveniente de la muestra. De ésta forma campo claro procura generar cambios de contrastes; naturales o por tinción, para detallar la forma mientras campo oscuro detalla los bordes de la muestra.

En los sistemas que se detallarán a continuación se describe únicamente para la iluminación de campo claro a transmisión. Los iluminadores son sistemas ópticos que pueden ser compuestos por cinco componentes: La fuente de luz, el colector, el condensador, el diafragma de campo o el diafragma de apertura. El iluminador simple basta con poner la fuente de luz directo al plano de la muestra, pero al carecer de un sistema no es posible controlar ningún parámetro y la respuesta del sistema puede ser comprometida en resolución, eficiencia lumínica y homogeneidad. El iluminador se configura con algunos de los componentes para compensar algunas condiciones físicas de la fuente apropiadas para la aplicación en microscopía mientras que otros controlan los conos de emisión. A continuación se describen los componentes anteriormente mencionados:

- La **fuente de luz** compone el campo de ondas que el sistema óptico utilizará en el procesamiento y formación de imagen brindado propiedades espectrales, coherencia, irradiancia entre otros que se ha mencionado previamente. La fuente puede ser direccional, lorentziano, dipolo u omnidireccional, generando los patrones angulares de emisión típica.



(a) Perfiles de radiación lorentzianos.

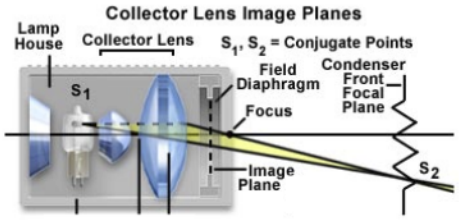


(b) Perfil de radiación dipolar.

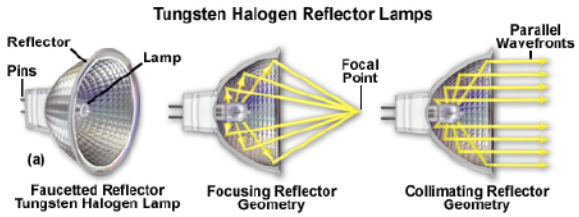
Figura 3.4: Propiedades de emisión de fuentes. Figuras: *zeiss-campus*.

- El **colector** o concentrador es un sistema secundario ubicado en las cercanías de la fuente compuesto por sistemas de concentración sin imagen, como reflectores cónicos o espejos convexos, al igual que sistemas de lentes esféricas o asféricas que pueden formar imagen. En la figura 3.5 esquema algunos sistemas de colección.

  El propósito del colector es incrementar la densidad de potencia lumínica emitida por la fuente, para garantizar que un gran porcentaje de luz sea efectiva en la



(a) Sistema de colección de fuente por dioptrías



(b) Mapa de fase efectivo en 5 ciclos de speckle.

Figura 3.5: Colectores de fuente. Figuras: *olympusmicro*; *zeiss-campus*.

iluminación. Las lentes asféricas son los elementos de colección más utilizados por la compensación de la aberración esférica permitiendo tener más densidad de luz en focales cortas, lo que permite sistemas de colimación más efectivos y más compactos, en particular cuando el tamaño de la fuente no es tipo puntual.

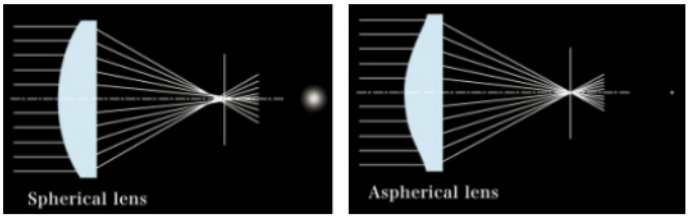


Figura 3.6: Comparación de lentes para sistemas de colección. Figuras: *Canon*.

Dependiendo de la aplicación el colector puede formar una imagen o imágenes en planos intermedios para generar una fuente virtual distante con el sistema de *relay*, ubicando la fuente antes del plano focal frontal del colector y conjugando los planos imagen de las lentes de campo. También puede no formar imagen al ubicar la fuente en el plano focal frontal para generar iluminación colimada y lograr una distribución uniforme de luz con una imagen al infinito.

- El **condensador** es el sistema principal en el iluminador y se encarga de entregar la distribución de intensidad a la muestra. El condensador está compuesto por un conjunto de elementos que controlan la NA, la dirección de iluminación y el contraste. Éste está compuesto por una apertura y múltiples lentes que permite la colección de luz de una forma controlada. En microscopía óptica el condensador más elemental es el condensador de Abbe[54]; compuesto de dos lentes planoconvexas positivas condensan luz a focales cercanas y que carecen de corrección de aberraciones o cromatismo. Usualmente se ubica para que el plano objeto del objetivo coincida con la pupila de salida del condensador.

  Las variantes aplanáticas, acromáticas, apocromáticas compensan algunas aberraciones para garantizar mejor uniformidad en la iluminación. Sin embargo, como se discutirá más adelante, las aberraciones de éste sistema no afectan la respuesta del sistema de los objetivos sino la eficiencia en la iluminación, como

se discute posteriormente. El condensador debe entregar para todos los IFOV de los objetivos la misma densidad de luz y producir NA menores e iguales que el NA del objetivo de mayor magnificación del microscopio.

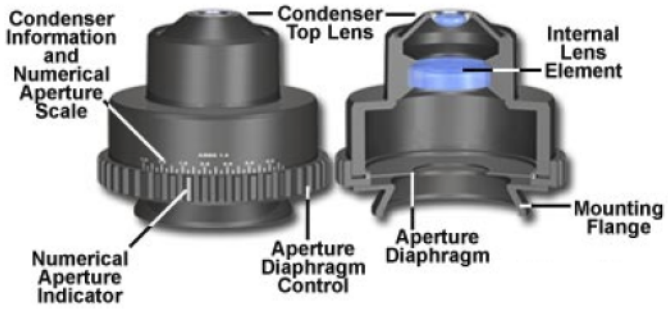


Figura 3.7: Condensador simple de Abbe. Figura: *olympusmicro*.

- La **apertura de campo** es un diafragma tipo iris que se instala en el colector y se encarga de limitar la cantidad de luz emitida desde la fuente, seleccionando los rayos desde la apertura clara del colector hasta los rayos axiales. Usualmente se instala a una distancia media del plano posterior focal del colector. En los iluminadores colimados controla el flujo de radiación que puede entrar al condensador o directamente a la muestra, mientras que en la iluminación de Köhler controla solamente el FOV instantáneo del campo de luz. En sistemas donde no hay colector la apertura de campo se instala después de la fuente, mientras que en los sistemas de *relay* en la última imagen intermedia.

- La **apertura de parada** es un diafragma tipo iris que se instala antes del sistema de condensación, controlando el ángulo de admisión del condensador y por ende la NA de emisión. Ésta apertura regula el flujo de luz con la que se proyecta a la muestra, afectando el contraste, si hay un gran flujo. El efecto del contraste es independiente del sistema de formación de imagen pero afecta directamente su capacidad de resolución. Por consiguiente la apertura de parada genera un balance entre el contraste y la frecuencia de corte del sistema. Más detalles de este efecto en la sección 3.3.3.

La disposición de éstos elementos para el control de la fuente permite definen las propiedades del iluminador. A pesar de tener diferentes configuraciones, es posible generar una categoría adicional de iluminación, conforme se maneje la imagen de la fuente, definiendo los sistemas focales y afocales.

Los **sistemas focales** o de conjugada finita generan un plano imagen de la fuente directamente sobre la muestra, partiendo que la fuente posee una distribución isotrópica de intensidad lo suficientemente homogénea para que no se perciba la estructura de la fuente en la imagen del objeto. En el espacio objeto del condensador, el objeto proviene del infinito producto de la colimación o de fuentes difusas lo suficientemente distante.

Los **sistemas afocales** o de conjugada infinita proyectan la imagen de la fuente al infinito sobre la muestra, para que en el plano objeto del microscopio, la imagen de la fuente esté separada y no se observen las imágenes combinadas. Ésta proyección se logra al realizar un tipo de colimación al posicionar la imagen o la fuente real en el plano focal frontal del condensador, aparentando que los rayos vinieran del infinito en el espacio imagen. Aunque los rayos propiamente convergen sobre el plano de la muestra, la estructura de la fuente es virtualmente indistinguible.

Dentro de estas categorías los sistemas más representativos y utilizados en general la iluminación de Nelson o la iluminación crítica como sistema focal, y la iluminación de Köhler como sistema afocal. En general ambos sistemas permiten el control de la NA, por lo que la resolución que alcanzan es equivalente, como se discute en la sección 3.2.

La diferencia principal radica en la homogeneidad en la distribución del campo que se logra en la iluminación de Köhler lo que lo hace adecuado en la observación en microscopía, mientras que la iluminación crítica no es más uniforme que la proyección de la fuente, por lo que se utiliza más en sistemas de microlitográficos de escritura directa[55] por la posibilidad de concentrar la imagen de la fuente.

Aunque existen otros sistemas como: La Iluminación de Abbe, iluminación de Smith (Anular), telecéntrica, telescópica, angular, cuadripolar, entre muchos otros, éstas son adaptaciones sobre el campo de iluminación a partir de los sistemas base de iluminación para aplicaciones particulares. En los análisis siguientes en éste trabajo se detallan los sistemas de Köhler y de Nelson, que son los sistemas elementales que se pueden replicar en condiciones generales en el laboratorio y que definen un rendimiento adecuado en la microscopía óptica por transmisión de campo claro. A continuación se presenta la descripción elemental de éstos sistemas.

3.2.1 El sistema de iluminación de Nelson

La **iluminación crítica** fue propuesta por el británico Edward Milles Nelson en 1875 y publicado en 1910[56]. La idea de Nelson era producir un cono de iluminación tal que $NA_c \geq 0{,}75NA$. De ésta manera se aumentaba la cantidad de luz que era recibida por el objetivo, logrando resolver finas estructuras cuando el cono axial de iluminación era lo suficientemente amplio. El sistema de Nelson no difiere de un sistema de conjugada finita que proyecta en el plano de objeto del objetivo la imagen de la fuente.

Una apertura de campo se posiciona en la cercanía de la fuente un poco distante. Éste se encargará de regular el IFOV del campo de iluminación para que cubra el campo suficiente. Un condensador es ubicado tal que su plano objeto contenga la apertura de campo en lugar de la fuente, para generar una versión un poco desenfocada de la fuente. Una apertura de parada se ubica antes del condensador para controlar la NA y el contraste del sistema. El condensador se busca que sea telecéntrico o semitelecéntrico para el rayo principal tenga un ángulo pequeño, aumentando la eficiencia del objetivo[55]. En el esquema un sistema de básico de Nelson.

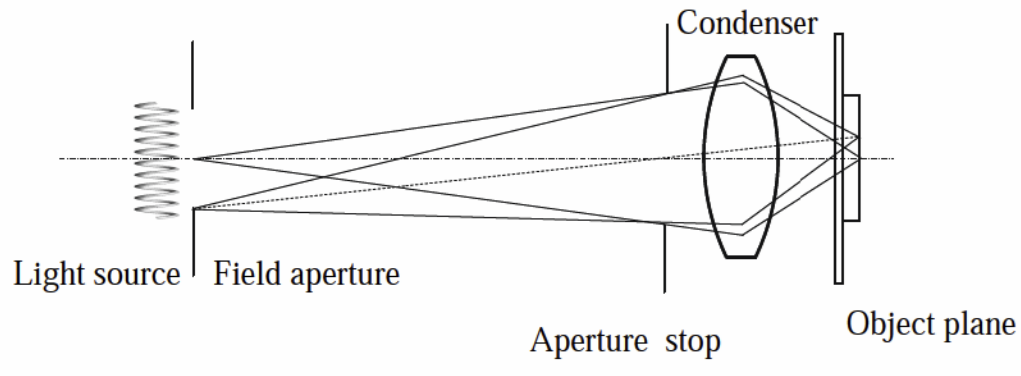


Figura 3.8: Iluminador de Nelson. Figura: *R. Liang*.

Ésta configuración garantiza que el campo de iluminación en el plano imagen sea mucho más grande que el primer radio de Airy asociado al condensador, tal que $\rho' \gg d'_A$; acorde lo mencionado en la subsección 3.1.3, por consiguiente la naturaleza que predomina en la configuración es del tipo incoherente, y la correlación mutua para cualquier par de puntos en el plano del espécimen, es igual a una fuente incoherente que llena la apertura de parada del condensador. Ésta correlación es independiente de las aberraciones del condensador, como fue probado inicialmente por Zernike en su análisis de la coherencia[57][58]. En general no existe intensidad mutua dominante, la correlación será definida a través del teorema de van Cittert-Zernike definiendo cómo la resolución depende del grado complejo de coherencia de la iluminación y de las propiedades del objetivo. Las aberraciones en los sistemas de colección y condensación no tienen efecto sobre la capacidad de resolución del microscopio..

Para éste sistema se discute las propiedades de la generación de la intensidad mutua, para lo cual se presenta el desarrollo matemático basado en el libro*Principle of optics*[59]. Bajo las consideraciones de una iluminación circular homogénea en la apertura de campo, y que las relaciones de distancia se satisfacen, el grado complejo de coherencia será la transformada normalizada de Fourier de una función circular, obteniendo

$$\gamma_{12}(P_1,P_2) = \frac{2J_1(v_{12})}{v_{12}} \quad | \quad v = \frac{2\pi}{\bar{\lambda}_0}\sqrt{(X_1-X_2)^2+(Y_1-Y_2)^2}\, n'_c \sin\theta'_c, \tag{3.36}$$

donde $NA_c = n'_c \sin(\theta'_c)$ es la apertura numérica en el espacio imagen del condensador. La relación de distancias v_{12} define un reescalamiento de las distancia ente los puntos de la perturbación sobre la muestra. Si se considera la imagen realizada por el objetivo de un punto $P(X,Y)$ en el plano del espécimen será un patrón difractado, y si no hay aberraciones, un patrón de Airy centrado en P. Si $NA = n\sin(\theta)$ es la apertura numérica objetivo, entonces la intensidad autocoherente mutuamente incoherente será en el punto P'_j

$$I^{(j)}(P') = \left[\frac{2J_1(v_j)}{v_j}\right]^2 \quad | \quad v_j = \frac{2\pi}{\bar{\lambda}_0}\sqrt{(X-X_j)^2+(Y-Y_j)^2}\, n\sin\theta. \tag{3.37}$$

Si dos *pinholes* son iluminadas con el condensador en el plano objeto del objetivo, la intensidad $I\left(P'\right)$ es el resultado en el espacio imagen será la superposición de dos haces parcialmente

coherentes $I^{(1)}\left(P'\right)$ e $I^{(2)}\left(P'\right)$. Si se considera que los puntos conjugados P' son muy cercanos a la imagen geométrica de P; tal que $\delta = \left[P_1P'\right] - \left[P_2P'\,\bar{\lambda}_0\right] \ll \bar{\lambda}_0$, entonces acorde a la ley generalizada de interferencia, la intensidad resultante es

$$I\left(P'\right) = \left[\frac{2J_1(v_1)}{v_1}\right]^2 + \left[\frac{2J_1(v_2)}{v_2}\right]^2 + 2\left[\frac{2J_1(ma_{12})}{ma_{12}}\right]\left[\frac{2J_1(v_1)}{v_1}\right]\left[\frac{2J_1(v_2)}{v_2}\right], \qquad (3.38)$$

donde m es una magnitud que se llama el **radio de coherencia**[60]. m y a_{12} se definen como

$$\mathrm{m} = \frac{n_c' \sin\theta_c'}{n\sin\theta}; \quad a_{12} = \frac{2\pi}{\bar{\lambda}_0}\sqrt{(X_1 - X_2)^2 + (Y_1 - Y_2)^2}\, n\sin\theta. \qquad (3.39)$$

Valores pequeños de éste cociente indican mayor proporción de coherencia. Esto sin embargo no define por completo que la luz sea coherente o incoherente, como se analiza a continuación. La superposición de los haces poseen tres momentos claves. Uno es cuando el término de intensidad mutua desaparece tal que ma_{12} es una raíz diferente de cero, para que $J_1(ma_{12}) = 0$.

Ésta situación se alcanza cuando $\because NA_c = NA \therefore m = 1$ la separación entre las imágenes geométricas de puntos de correlación equivalen al radio de cualquier mínimo del patrón de Airy generado por el objetivo (la distancia de cero coherencia). En éste caso la superposición es incoherente

$$I\left(P'\right) = \left[\frac{2J_1(v_1)}{v_1}\right]^2 + \left[\frac{2J_1(v_2)}{v_2}\right]^2. \qquad (3.40)$$

En el caso donde se satisface el límite $m \to 0$, es decir que la apertura del condensador es muy pequeña en relación a la apertura numérica del objetivo, entonces

$$\because \quad \lim_{m\to 0} \frac{2J_1(ma_{12})}{ma_{12}} \approx 1 \quad \therefore \quad I\left(P'\right) = \left[\frac{2J_1(v_1)}{v_1} + \frac{2J_1(v_2)}{v_2}\right]^2, \qquad (3.41)$$

obteniendo una iluminación virtualmente coherente independiente de la distancia de los puntos conjugados. En el caso opuesto cuando $J_1(ma_{12}) \neq 0$ y la proporción entre aperturas sea al menos un orden de magnitud inferior, la respuesta es parcialmente coherente y se satisface la ley general de interferencia anteriormente vista.

Éste análisis se satisface mientras la óptica esté al **límite de difracción**. Es consecuencia entonces que en sistemas donde hay errores del frente de onda que no se pueden compensar, no se satisface una imagen geométrica, por tanto la respuesta coherente será muy baja, porque la separación de los puntos conjugados será mayor que en la imagen geométrica $\delta = \left[P_1P'\right] - \left[P_2P'\,\bar{\lambda}_0\right] > \bar{\lambda}_0$, por tanto la distancia efectiva de correlación será mucho más distante que el primer radio del patrón de Airy del sistema y la respuesta efectiva será virtualmente incoherente. La respuesta coherente se obtendrá en el límite cuando el condensador éste próximo a cerrarse.

3.2.2 El sistema de iluminación de Köhler

El profesor alemán August Köhler propone un sistema de iluminación en 1893[61], tras casi dos décadas en que la iluminación crítica dominaba en los microscopios de la época. La idea de Köhler era compensar principalmente la presencia de la imagen de la fuente para obtener una iluminación uniforme en el plano de la muestra. La estrategia de Köhler parte de conjugar los sistemas de condensación y colección de forma separada. El colector haría imagen de la fuente sobre el plano frontal focal del condensador, mientras el condensador haría imagen del diafragma de campo. De ésta forma, la imagen de la fuente estaría en el infinito, el campo de iluminación era controlado de forma independiente con la apertura de campo y la NA se regula con el diafragma del condensador. El resultado logró la independencia de las aperturas para el ajuste de la iluminación y la homogenización del campo. En esquema un modelo simple del **iluminador de Köhler**.

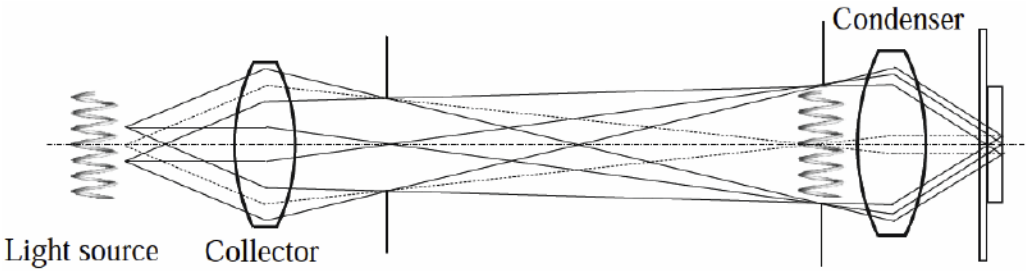


Figura 3.9: Sistema de iluminación de Köhler. Figura: *R. Liang*.

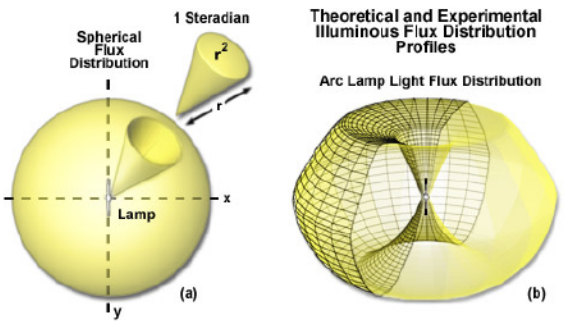
Cada punto de la fuente a la que se hace imagen por el colector llena el diafragma de campo; al superponer las diferentes proyecciones, generando un campo de irradiancia homogéneo generado en el plano focal posterior del colector. Además, éste último debe poseer una NA lo suficientemente grande para reunir la mayor cantidad de luz. Posteriormente los rayos avanzan hasta el formar imagen en el diafragma de apertura en el condensador.

Es recomendable que el colector tenga distancias focales cortas (mayor potencia dióptrica) para reducir el cono de luz proyectado y tener ángulos de rayos principales pequeños para mejorar la eficiencia de recolección. La imagen se forma en el plano frontal focal del condensador, generado la conjugada infinita de la fuente y llenando el diafragma de apertura. El tamaño de la fuente afecta la irrandiancia en el espécimen sólo si su imagen no llena toda la apertura.

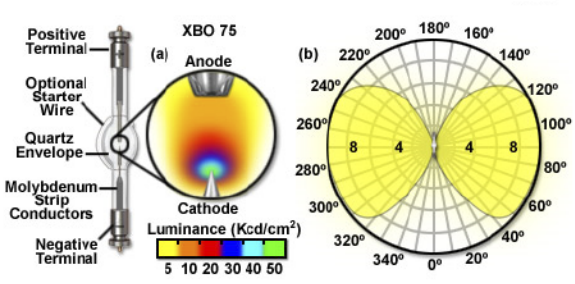
El condensador también hace una imagen del plano homogéneo de irradiancia y del diafragma de campo, proyectando éstos rayos hacia la muestra. La conjugada finita por el condensador coincide con el plano objeto del objetivo donde cada punto del espécimen ve una gran cantidad de luz de fuente pero con una parte de la distribución de intensidad, acotada por la apertura de parada del condensador NA_c, la apertura numérica del colector $NA_c lr$ y la radiancia de la fuente[62].

El campo de iluminación depende de las propiedades del colector y de la distribución de intensidad, por lo tanto la homogeneidad del campo depende en gran medida de la distribución angular de la fuente. En el caso de las fuentes direccionales se espera que generan zonas de

mayor densidad lumínica en ángulos sólidos pequeños y por ende gradientes de intensidad sobre la muestra. Las lámparas de descarga de xenón o de mercurio generan un perfil tipo dipolo con emisión angular aproximadamente constante en su azimut principal de casi 60°, como se observa en el esquema de la figura 3.10



(a) Perfiles de radiación de arco de xenón.



(b) Distribución y flujo de una lámpara de arco de xenón.

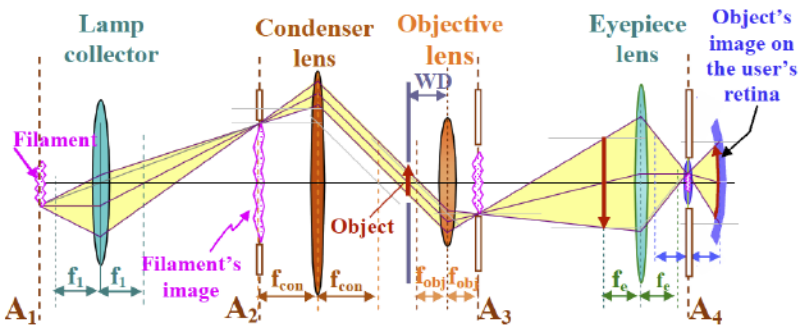
Figura 3.10: Propiedades de emisión de fuentes. Figuras: *zeiss-campus*.

La otra parte cenital del ángulo solido de emisión dependerá de la extensión de la fuente. A una fuente puntual se espera tener una distribución tipo esférica mientras que fuentes extendidas se aproximan a una distribución tipo cilíndrica. Por consiguiente para la iluminación de Köhler es de conveniencia fuentes no puntuales tipo dipolo o lorentziana, para garantizar la mejor uniformidad.

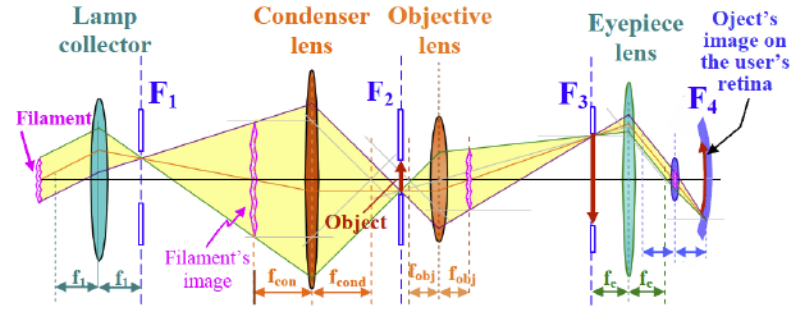
Aunque es posible utilizar fuentes hemisféricas tipo halógenas, las irregularidades en la uniformidad deben ser compensadas por el colector. Esto por su parte, además de afectar la homogeneidad, define las interacciones coherentes existentes en el campo, más adelante se discute sobre estos efectos. En general la luz no es plana por lo que en los planos imagen, las partes más externas a la región central no logran enfocarse completamente generando irregularidades.

Bajo las condiciones adecuadas de la fuente, el iluminador de Köhler garantiza la independencia entre el control del IFOV del campo y el ajuste de la NA. La uniformidad se logra al separar la intensidad efectiva de iluminación y la imagen de la fuente, y el brillo local es constante para cualquier porción de campo que se seleccione. Estos dos últimos tienen gran dependencia en las dos aperturas numéricas del colector y condensador al igual que sus respectivas focales junto con la radiancia de la fuente, pero no del diafragma de campo. Información y figura 3.11 referenciados en[62].

El camino del iluminador no termina en el plano de la muestra sino que es recibido por la óptica del objetivo. La imagen que se forma en el plano focal posterior del objetivo depende de la forma en que se llene su apertura de parada, por tanto de las propiedades de emisión y la geometría de la fuente. Por consiguiente la información angular que recibe el objetivo no es uniforme, ocasionando que el **patrón de Airy** asociado a un punto del objeto pueda estar distorsionado. Para mitigar éste efecto, un difusor se puede ubicar antes del colector[53]. En la figura 3.11, una versión esquemática del principio de Köhler anteriormente mencionado.



(a) Los planos conjugados del camino de la iluminación.



(b) Los planos conjugados del camino de la imagen.

Figura 3.11: Los diferentes planos conjugados del sistema Köhler. Figuras: *A. La Rosa*.

Para concluir ésta sección de los sistemas de iluminación, se analiza las propiedades de correlación generadas por la configuración de Köhler en el plano de iluminación de la muestra. Cada proyección de elemento de fuente tiene asociado dos campos "asociados" monocromáticos correspondientes a los rayos: marginal y principal en los puntos P_1 y P_2 en el plano de la muestra, y se representan como

$$U(S,P_j) = A_j e^{i\bar{k}_0}. \tag{3.42}$$

Estos rayos viajan paralelos a la salida del condensador en una proyección de ángulo sólido acotado por la NA_c, tal que describen una región circular uniformemente iluminada

$$p^2 + q^2 \leq n_c^2 \sin^2\theta_c, \tag{3.43}$$

donde p y q describen las coordenadas las posición de los rayos $U(S,P_1)$, $U(S,P_2)$ en el plano del espécimen. La diferencia de fase entre estos dos puntos será

$$\phi_1 - \phi_2 = \bar{k}_0[p(X_1 - X_2) + p(X_1 - X_2)] \tag{3.44}$$

Si se considera que la región es uniformemente iluminada y por tanto sus variaciones de amplitud son lentas, entonces se puede omitir la dependencia espacial en la intensidad. Si se asume que la transformación en la proyección del elemento de fuente es geométrica tal que $\xi = fp$ y $\eta = fq$, donde ξ y η son coordenadas de la fuente, entonces la transformación es

lineal por el factor f, que es la distancia focal del condensador. Entonces se puede plantear que la correlación existente entre P_1 y P_2 en el plano del espécimen será la transformada normalizada de Fourier de una distribución constante de intensidad definida por el ángulo sólido ω acotado por NA_c, planteando

$$\gamma_{12}(P_1,P_2)=\frac{e^{i\psi}\iint_{-\infty}^{\infty}I(\xi,\eta)\,e^{-\bar{k}_0(p\xi+q\eta)}d\xi d\eta}{\iint_{-\infty}^{\infty}I(\xi,\eta)\,d\xi d\eta}=\frac{I(p,q)\iint_{\Omega}e^{-\bar{k}_0[p(X_1-X_2)p(X_1-X_2)]}\mathrm{d}p\mathrm{d}q}{I(p,q)\iint_{\Omega}\mathrm{d}p\mathrm{d}q}. \tag{3.45}$$

El resultado de la correlación entonces entrega el resultado equivalente a la transformada de una apertura circular anteriormente mencionada, de la forma:

$$\gamma_{12}(P_1,P_2)=\frac{2J_1(v_{12})}{v_{12}} \quad | \quad v=\frac{2\pi}{\bar{\lambda}_0}\sqrt{(X_1-X_2)^2+(Y_1-Y_2)^2}\,n_c'\sin\theta_c' \tag{3.46}$$

La forma de la correlación indica que la uniformidad de la iluminación equivale a la respuesta parcialmente coherente de una apertura circular, y por consiguiente la correlación en el iluminador de Nelson y el iluminador de Köhler son idénticas, permitiendo asociar los resultados de la ley de interferencia generalizada. La capacidad del control de las aperturas numéricas de forma circular con una iluminación uniforme y libre de aberraciones permite concluir que el campo de iluminación producido por ambos iluminadores es equivalente.

En virtud de la materialización real de estos sistemas, la correlación será función de las aberraciones y de la función de distribución de intensidad de la fuente. Para cualquiera de los casos la correlación tendrá modificaciones, en particular cuando la transformación geométrica no se pueda aproximar y el jacobiano de la transformación no sea constante. De ésta forma la coherencia se ve degrada por los errores asociados al frente de onda en el iluminador.

En el análisis más elemental, ambos sistemas satisfacen con la generación del mismo campo de iluminación por lo que la apreciación de iluminadores coherentes o incoherentes no se pueden atribuir al iluminador propiamente sino al resultado de la disposición de la uniformidad de irradiancia de la fuente, la apertura numérica del condensador y las aberraciones del frente de onda.

Ante la escogencia entre éstos dos sistemas de iluminación, la coherencia no es diciente, pero las ventajas técnicas resaltadas en ésta sección de Köhler y Nelson, son más pertinentes acorde el tipo de aplicación. Para cualquiera de los dos casos, aunque la resolución del microscopio no es dependiente de las aberraciones en el iluminador, es un factor que afecta la intensidad mutua que se puede obtener en cualquier sistema.

Con la presentación de los sistemas de iluminación y la capacidad del condensador en configurar el grado de coherencia complejo en el espacio, se procede entonces a discutir los efectos de los diferentes regímenes de coherencia en la composición de imagen.

3.3 Efectos de la coherencia en sistemas

Con la formulación elemental en el entendimiento de las propiedades clásicas de la coherencia y los sistemas de iluminación, queda un panorama claro en que las propiedades de la luz y la fuente que la origina, afectan directamente la forma en que pueden interactuar, componiendo tres casos elementales: luz coherente, luz parcialmente coherente y luz incoherente. La formación de imagen puede ser entendida desde la difracción, desde la transformación geométrica, desde el colapso de la función de onda, desde la interferometría, pero en cualquier interpretación del fenómeno, clásicamente y en forma general es el resultado de interacciones.

Acorde a las nociones de Huygens-Fresnel, van Cittert-Zernike y Hopkins los campos ópticos son la superposición, en el espacio libre, de infinitas ondas planas que componen o campos complejos (coherente) o correlaciones de segundo orden (parcialmente coherente) o intensidades geométricas (incoherente).

La formación de imagen no es excepción de éste proceso de superposición, solo que la "base" que define cómo se debe superponer la luz, está definida por tres factores elementales: las propiedades del medio a través de la función de transmisión, el tipo de coherencia asociado a la luz a través del grado complejo de coherencia, y el objeto definiéndose a partir de la interacción luz-materia asociada (polarización, transmitancia, absorbancia, dispersión).

A motivo de referencia y comparación, en ésta sección se describen los tres **modelos de formación de imagen** para los tres tipos de iluminación. La base de la teoría de los modelos coherentes e in coherentes surgen de la combinación de la teoría de señales en sistemas lineales y su representación frecuencial con una interpretación de un fenómeno físico no causal lineal e invariante en el desplazamiento visto en la óptica.

De los principios de la respuesta del espacio libre, *e.g.* difracción escalar, formuladas por, Kirchkoff, Rayleigh, Sommerfeld, derivadas del principio de Huygens-Fresnel. La teoría expandida por Duffieux[63] en la década del cuarenta, y en la mitad del siglo XX por muchos autores más, plantean la base matemática de los sistemas lineales ópticos a la vista de las propiedades del análisis espectral de Fourier. El desarrollo de las siguientes subsecciones está basado en el capítulo 8 del texto *Principle of Optics*[64].

3.3.1 La formación de imagen en sistemas coherentes

La forma base de la **respuesta coherente**, se puede pensar como una forma "simplificada"de la ecuación de Hopkins3.16, en donde existe una perturbación compleja $U_0(P_0, \bar{\nu}_0)$ de frecuencia central $\bar{\nu}_0$ en una zona del espacio P_0 y que se propaga a través de un medio homogéneo diferente al vacío y es representado por la $K(P_0, P_1, \bar{\nu}_0)$, una función de transmisión que relaciona los puntos del espacio P_0 a través de una transformación lineal a un espacio P_1 en el que se constituye una perturbación $U_1(P_1, \bar{\nu}_0)$, la cual es una representación de $U_0(P_0, \bar{\nu}_0)$ a partir de las propiedades del medio. Ésta función proyecta amplitudes complejas por unidad de área entre dos espacios. Matemáticamente se plantea como la relación

$$U_1(P_1,\bar{v}_0) = \int_{-\infty}^{\infty} U_0(P_0,\bar{v}_0)K(P_0,P_1,\bar{v}_0)\,dP_0. \tag{3.47}$$

En un sistema de formación de imagen el campo U_1 es la imagen Gaussiana de U_0. Para simplificar la dependencia, se asume que el campo es monocromático. La representación en **coordenadas de Seidel**, los puntos de los espacios $P_0(x_0,y_0)$, $P_1(x_1,y_1)$, tienen las coordenadas normalizadas en escala de la forma

$$x_j = MX_j; \quad y_j = MY_j\lambda|\lambda j = 1,2, \tag{3.48}$$

donde M es la magnificación lateral y (X_j,Y_j) son las coordenadas geométricas respecto al origen del respectivo plano. Si se asume que las distancias entre los planos objeto e imagen están lo suficientemente distante para considerar la región de $K(x_0,y_0;x_1,y_1)$, isoplanática, *i.e.* depende de las distancias de las coordenadas pero no de la posición de la imagen, entonces la ecuación 3.47 se reescribe como

$$U_1(x_1,y_1) = \iint_{-\infty}^{\infty} U_0(x_0,y_0)K(x_1-x_0,y_1-y_0)\,dx_0dy_0. \tag{3.49}$$

Definiendo que la transformación de espacios por el sistema es una operación de convolución, como consecuencia de la **invariancia lineal** en el espacio. A través de una fuente puntual $\delta\left(x_0-x_0^{'},y_0-y_0^{'}\right)$, , es posible conocer la respuesta del sistema. Si se define la perturbación en el punto imagen por el sistema con una esfera de referencia gaussiana en éste punto, de la forma

$$H\left(x_0^{'}-\xi,y_0^{'}-\eta\right) = \frac{i}{\lambda}G\left(x_0^{'}-\xi,y_0^{'}-\eta\right)\frac{e^{-i\bar{k}_0R}}{R}, \tag{3.50}$$

donde $G(\xi,\eta)$ es la función pupila asociada del sistema. Entonces el campo de salida es la función respuesta al impulso del sistema y equivale a la función de transmisión del medio

$$U_1(x_1,y_1) = K(x_1-x_0,y_1-y_0) = h(x_1-x_0,y_1-y_0). \tag{3.51}$$

Por el teorema de Huygens-Fresnel, la perturbación en el plano imagen está asociada a la perturbación en la **esfera de referencia gaussiana**, de la forma

$$U_1(x_1,y_1) = -\frac{1}{\lambda}\iint_{-\infty}^{\infty} H\left(x_0^{'}-\xi,y_0^{'}-\eta\right)\frac{e^{-i\bar{k}_0s}}{s}\mathrm{d}\xi\mathrm{d}\eta, \tag{3.52}$$

donde s es la distancia de un punto (ξ,η) en la esfera de referencia respecto al punto (x_1,y_1) en el plano imagen En la figura 3.12 se presenta el esquema de la relación con la pupila y la esfera. El área de integración se reduce a los puntos que llenan la apertura. Se define s como

$$s \approx R - \frac{\left(x_1-x_0^{'}\right)\xi + \left(y_1-y_0^{'}\right)\eta}{R}. \tag{3.53}$$

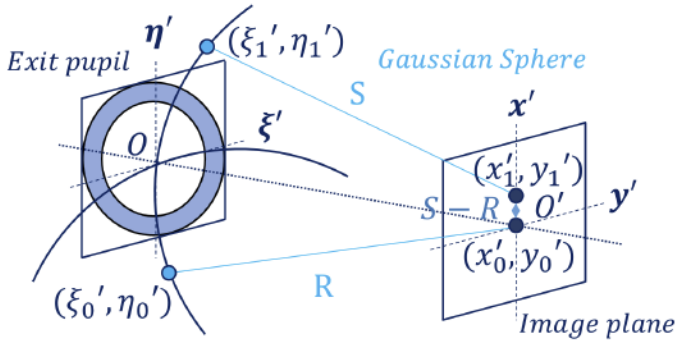


Figura 3.12: Reescalamiento de coordenadas de la pupila desde el plano imagen.

Si se considera que el ángulo de la distancia en la región de integración es lo suficientemente pequeño, los factores oblicuos entre planos, pueden ser omitidos. Sea $\hat{\boldsymbol{a}}$ un vector unitario en la dirección entre los planos del sistema y la imagen y $\vec{\boldsymbol{R}}$ el vector de posición relativo al plano de la imagen, entonces se satisface

$$s - R = \hat{a} \cdot \hat{R} \approx \frac{x\xi + y\eta}{R} \quad | \quad x = x_1 - x_0^{'}; \quad y = y_1 - y_0^{'}; \quad z = 0. \tag{3.54}$$

Luego al reunir las ecuaciones 3.50, 3.51 y 3.53 se relaciona la pupila del sistema con la función de transmisión, de la forma

$$K(x_1 - x_0, y_1 - y_0) = \frac{1}{(\lambda R)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} G(\xi, \eta)\, e^{-i\bar{k}_0[x\xi + y\eta]/R} \mathrm{d}\xi \mathrm{d}\eta. \tag{3.55}$$

Como resultado de la transformación como una **operación de convolución**, la ecuación 3.49 se puede resolver a través del **teorema de la convolución**. Sea $U_0 = FU_0$, $U_1 = FU_1$, $K = FK$ donde $F\{\}$ denota la transformada generalizada de Fourier. Por consiguiente

$$\mathcal{U}_1(f, g) = \mathcal{U}_0(f, g)\mathcal{K}(f, g). \tag{3.56}$$

La expresión define entonces que los campos objeto e imagen son el resultado de la superposición de todas las componentes de frecuencia espacial, de tal forma que la imagen depende únicamente de la distribución espacio-frecuencial del objeto.

La transmisión por el sistema equivale a la acción de un **filtro lineal bidimensional** definido por la función de respuesta espectral o la función de transferencia $\mathcal{K}(f, g)$, que al evaluarla en los puntos (ξ, η) de la esfera de referencia gaussiana, equivale a la **función pupila** del sistema $G(\xi, \eta)$, satisfaciendo que

$$\mathcal{K}\left(\frac{\xi}{\lambda R}, \frac{\eta}{\lambda R}\right) = G(\xi, \eta) \quad | \quad \xi = \lambda R f; \quad \eta = \lambda R g. \tag{3.57}$$

Esto define que la función de transferencia coherente es la pupila escalada en λR del sistema y el espectro escalado en $1/\lambda R$ de ésta función define la función de transmisión del medio. Como consecuencia la pupila realiza un filtrado de frecuencias. Sólo las frecuencias que

satisfacen

$$f^2 + g^2 \leq \left(\frac{n' \sin\theta'}{\bar{\lambda}_0}\right)^2, \tag{3.58}$$

pueden ser transmitidos por el sistema, donde $NA = n\sin(\theta) \approx a/R$ y corresponde a la apertura numérica de salida del sistema, a es el diámetro de la apertura de la pupila. Para plantearlo en términos de la apertura numérica de entrada, la **magnificación lateral** satisface

$$M = \frac{n\sin\theta}{n'\sin\theta'}. \tag{3.59}$$

La formación de imagen coherente satisface un sistema lineal e invariante, por tanto los campos complejos iniciales se representan a través de un sistema, a partir de la proyección de las frecuencias espaciales que se pueden resolver, como consecuencia de la finitud de la apertura numérica. La transformación de cada campo posee información reducida y se superponen para formar la imagen.

3.3.2 La formación de imagen en sistemas incoherentes

La **formación de imagen incoherente** sigue la misma descripción de transformación ya no de un campo complejo en el espacio objeto, sino de una distribución de intensidad. Cada elemento de intensidad $I_0(P_0)$ en el espacio P_0 proyecta un diferencial de intensidad sobre todos los puntos del plano imagen. Como la intensidad es aditiva, el campo resultante será la superposición incoherente de cada proyección obteniendo una intensidad $I_1(P_1)$ en espacio imagen, definiendo la transformación

$$I_1(P_1) = \int_{-\infty}^{\infty} I_0(P_0)K(P_0,P_1)K^*(P_0,P_1)dP_0. \tag{3.60}$$

La función de transmisión del medio ahora proyecta intensidades por unidad de área entre espacios, por tanto debe ser de valor real. Ésta función será por su módulo cuadrado $|K(P_0,P_1)|^2 = K(P_0,P_1)K^*(P_0,P_1)$ para tener un valor de intensidad. A partir de las consideraciones isoplanáticas para $|K(P_0,P_1)|^2$ y su representación en coordenadas de Seidel, la transformación se reescribe como

$$I_1(x_1,y_1) = \iint_{-\infty}^{\infty} I_0(x_0,y_0)K(x_1-x_0,y_1-y_0)K^*(x_1-x_0,y_1-y_0)dx_0dy_0. \tag{3.61}$$

La transformación se define como la operación de convolución entre la función distribución de intensidad del plano objeto y el módulo cuadrado de la función de transmisión, por consiguiente se puede resolver a través del teorema de la convolución. Sea $\mathcal{I}_0 = \mathcal{F}\{I_0\}$, $\mathcal{I}_1 = \mathcal{F}\{I_1\}$, $\mathcal{K} = \mathcal{F}\{K\}$, $L = KK^*$ y $\mathcal{L} = \mathcal{F}\{L\}$, donde $\mathcal{F}\{\,\}$ denota la transformada generalizada de Fourier. Por consiguiente, la transformación en el espacio reciproco se reduce a una operación de filtrado lineal.

$$\mathcal{I}_1(f,g) = \mathcal{I}_0(f,g)\mathcal{L}(f,g), \tag{3.62}$$

donde $\mathcal{L}(f,g)$ es la **función de respuesta espectral** del sistema y se define como autocorrelación de la respuesta espectral de la función de transmisión que selecciona las frecuencias. Se plantea como

$$\mathcal{L}(f,g) = \iint_{-\infty}^{\infty} \mathcal{K}(f'+f, g'+g)\mathcal{K}^*(f',g')\,df'dg'. \tag{3.63}$$

Bajo la adecuada elección de la esfera de referencia gaussiana de radio R y la respuesta al impulso, discutidas en la subsección previa, la función de transferencia $\mathcal{L}(f,g)$ evaluada en el punto de la esfera (ξ,η) resulta ser la autocorrelación de la función pupila del sistema

$$\mathcal{L}\left(\frac{\xi}{\lambda R}, \frac{\eta}{\lambda R}\right) = \iint_{-\infty}^{\infty} G(\xi'+\xi, \eta'+\eta)G^*(\xi',\eta')\,\mathrm{d}\xi'\mathrm{d}\eta'. \tag{3.64}$$

El área de integración de la autocorrelación equivale al área de la apertura unida con el área de la apertura desplazada en cantidades ξ y η. Sólo sobre ésta área común de superposición, existe transferencia de frecuencias y en los puntos donde las áreas no se interceptan las frecuencias son cero. Por consiguiente si la apertura del sistema es circular y de radio a, es posible resolver frecuencias si cumple la condición:

$$\because \quad \xi^2+\eta^2 < (2a)^2 \quad \therefore \quad f^2+g^2 < \left(\frac{2n'\sin\theta'}{\bar{\lambda}_0}\right)^2 \quad | \quad \xi = \lambda R f; \quad \eta = \lambda R g. \tag{3.65}$$

La capacidad de resolución de f y g están separadas por la forma en que se superponen las áreas de las aperturas. Se puede realizar una operación de rotación de coordenadas en $\theta = \arctan(f/g)$ para coincidir la inclinación de la correlación sobre un solo eje para tener una representación unidimensional de frecuencias $\sqrt{(f^2+g^2)}$ que reúne toda la información del sistema.

De forma similar al desarrollo de las propiedades de propagación en un sistema óptico coherente, la transformación incoherente, se basa en la aproximación isoplanar del sistema lineal, para plantear transformación como operación de convolución y proyectar las componentes frecuenciales, que son representadas por las propiedades de la autocorrelación de la pupila y formar la intensidad en el espacio imagen, conteniendo una versión apodizada de las componentes espaciales del objeto.

Una diferencia considerable respecto a la transmisión coherente es la capacidad de transferencia de frecuencias. Mientras que en el caso coherente se limita a un factor de $(NA)^2$ en el caso incoherente se limita a $(2NA)^2$. El efecto de la autocorrelación aparenta mayor área común para transferir frecuencias no mayor a dos aperturas pero si mayor a una apertura. De ésta manera la luz incoherente puede llevar 50% más detalles, pero el efecto de la caída de respuesta del sistema se reduce la "visibilidad" de ésta información. Se plantea las frecuencias en ambos sistemas como

$$\because \quad \frac{(NA)^2}{(2NA)^2} \leq \frac{f_c^2+g_c^2}{f_i^2+g_i^2} \quad \therefore \quad \sqrt{f_i^2+g_i^2} = 2\sqrt{\left(f_c^2+g_c^2\right)}, \tag{3.66}$$

donde el subíndice c e i corresponde a las frecuencias del sistema con la iluminación coherente e incoherente, respectivamente. Posteriormente se detallará éste efecto con la formación de imagen en los objetivos de microscopio y la calidad óptica en la subsección 3.5.3.

3.3.3 La formación en sistemas parcialmente coherentes

En las dos últimas subsecciones se ha visto que la coherencia define la forma en que se transmite la información en un sistema óptico, al definir qué tipo de función de transferencia es utilizada por el sistema para transmitir campos complejos o distribuciones de intensidades. Cada punto de la perturbación óptica es representado o transformado en otra región del espacio donde se superponen cada uno de los puntos espaciales asociados al campo complejo o a la intensidad.

La aproximación a la transformación se plantea a partir de las **propiedades lineales**, no causales e invariantes asociadas al fenómeno óptico, simplificándose en operaciones espaciales de convolución, las cuales tienen dependencia directa en las propiedades de la función pupila del sistema y que actúa como un filtrado espectral lineal bidimensional de las componentes espaciales asociadas a la perturbación óptica del espacio objeto.

La coherencia o la incoherencia no define como debe ser la superposición de los campos que se proyectan al plano imagen, puesto que está implícito en la naturaleza de la perturbación óptica, es decir los campos coherentes se superponen coherentemente $E_1E_2^* + E_1^*E_2 \neq I_1 + I_2$, los campos incoherentes ïnteractúan"de forma aditiva $I_1 + I_2 = 2I_0$.

La imagen en los sistemas coherentes o incoherentes escalares depende únicamente de la información espacial asociada a la perturbación inicial, de la apertura numérica del sistema, de la función de transferencia y de los errores del frente de onda. En el caso policromático también existe dependencia de las compones espectrales temporales asociadas a la perturbación óptica.

En el caso de luz parcialmente coherente, como se presenta más adelante, estas dependencias también se incluyen en la formación de imagen parcialmente coherente. El cambio más representativo en la formulación previa es el efecto inducido por la correlación.

Mientras que en las amplitudes complejas o intensidades se tratan a partir transformaciones uno a uno, donde la proyección de cada punto es independiente de cualquier otro. La correlación de segundo orden induce a la transferencia bilineal, es decir que una perturbación correlacionada es el producto promedio de interacción ponderada entre dos ensambles, la cual se debe transferir.

El sistema debe proyectar al espacio imagen de tal forma que se preserve la existencia de la correlación, no su forma, mientras incluye las propiedades del medio, las aberraciones, apodización de frecuencias, corrimiento espectral de las componentes temporales de la fuente y factores oblicuos. Por ende la función de transformación será dependiente de las posiciones

de cada par de puntos de correlación P_1,P_2 y de las componentes espectrales temporales. En el caso de luz cuasimonocromática dependerá sólo de la frecuencia central.

La **transferencia bilineal** fue propuesto por Hopkins en la presentación del modelo de formación de imagen y es propiamente descrita por la función qué el propuso llamada el TCC (**Transfer-Cross Coeficient**)[52]. Ésta función no es única para todas las configuraciones de iluminación ya que depende de las posiciones de cada par de correlación, y como consecuencia de la distribución de intensidad de la fuente y de la función de transmisión definida por el objeto, definiendo cuál es la distribución de intensidad mutua que se propaga en el sistema. Sin embargo el efecto entre ambos es independiente. La respuesta conjunta del sistema es separada de las propiedades del objeto.

La primera correlación es el resultado de la descomposición y superposición de la distribución de intensidad de la fuente por las propiedades del medio. En cuyo caso en el espacio libre será la formulación de van Cittert-Zernike, en la forma general se describe como

$$\Gamma_{12}(P_1,P_2) = \bar{\lambda}_0^2 \int_{\Sigma} I(S) K(S,P_1,\bar{v}_0) K^*(S,P_2,\bar{v}_0)\,\mathrm{d}S. \tag{3.67}$$

Ésta correlación se propaga a través de un sistema óptico para formar una imagen. De forma similar a los casos anteriores de coherencia, se plantea la forma general de la transformación

$$\Gamma_{12}(Q_1,Q_2) = \int_{\mathrm{A}}\int_{\mathrm{A}} \Gamma_{12}(P_1,P_2) K(P_1,Q_1) K^*(P_2,Q_2)\,\mathrm{d}P_1\mathrm{d}P_2. \tag{3.68}$$

Al tratarse de intensidades, la función de transmisión del medio debe ser real. En ésta ocasión no será el módulo cuadrado sino de la respuesta conjunta entre la función de transmisión del primer ensamble por el conjugado de la función de transmisión del segundo ensamble. Bajo condiciones similares de las distancias largas a comparación del tamaño del objeto, la condición de isoplanitud se puede aplicar. En representación con las coordenadas de Seidel, se reescribe la transformación

$$\begin{aligned}\Gamma_{12}^{(1)}\left(x_1,y_1;x_1^{'},y_1^{'}\right) = \int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\!

$$K(x,y)K(x',y') = \iiiint_{-\infty}^{\infty} \mathcal{M}(f,g;f',g')\, e^{-i2\pi\left(fx_0+gy_0+f'x_0'+g'y_0'\right)} \mathrm{d}f\,\mathrm{d}g\,\mathrm{d}f'\,\mathrm{d}g'. \tag{3.71}$$

Por consiguiente a través del teorema de la convolución

$$\mathcal{G}_{12}^{(1)}(f,g;f',g') = \mathcal{G}_{12}^{(0)}(f,g;f',g')\,\mathcal{M}(f,g;f',g'), \tag{3.72}$$

donde $\mathcal{M}(f,g;f',g')$ es la función de **respuesta espectral parcialmente coherente** cuasimonocromatica. La forma de la convolución plantea que el espacio objeto e imagen son la composición espacio-frecuencial cuatridimensional de componentes armónicas. El efecto del sistema sobre la composición espectral es equivalente al filtrado lineal en cuatro dimensiones. De forma análoga a los casos coherentes e incoherentes, se puede establecer una relación con la función pupila del sistema. Si se considera

$$\because \quad K(x,y) = \iint_{-\infty}^{\infty} \mathcal{K}(f,g)\, e^{-2\pi i(fx+gx)} \mathrm{d}f\,\mathrm{d}g \quad \therefore \quad \mathcal{M}(f,g;f',g') = \mathcal{K}(f,g)\mathcal{K}^*(-f',-g'). \tag{3.73}$$

Bajo la escogencia de la esfera gaussiana y la respuesta impulso del sistema, al evaluar $\mathcal{K}(f,g)$ en el punto (ξ,η), entonces la función de respuesta espectral del sistema equivale a la función pupila $G(\xi,\eta)$ cual satisface

$$\mathcal{M}\left(\frac{\xi}{\lambda R},\frac{\eta}{\lambda R};\frac{\xi'}{\lambda R},\frac{\xi}{\lambda R}\right) = G(\xi,\eta)G^*(-\xi',-\eta'). \tag{3.74}$$

Como consecuencia, sólo es posible la transferencia de un conjunto de frecuencias delimitado por la apertura del sistema. Las frecuencias que $(f,g;f',g')$ satisfacen:

$$f^2+g^2 < \left(\frac{n'\sin\theta'}{\bar{\lambda}_0}\right)^2 \quad \vee \quad f'^2+g'^2 < \left(\frac{n'\sin\theta'}{\bar{\lambda}_0}\right)^2. \tag{3.75}$$

Éste desarrollo comparte una relación con la formulación de los casos elementales de coherencia. Es demostrable que las transformaciones de imagen en sistemas coherentes e incoherentes son casos particulares de la forma general planteada en la ecuación 3.69, al considerar que la correlación inicial se comporta, en el caso incoherente de la forma

$$\Gamma_{12}^{(0)}\left(x_0,y_0;x_0',y_0'\right) = I_0(x_0,y_0)\,\delta\left(x_0'-x_0,y_0-y_0\right), \tag{3.76}$$

y en el caso coherente como

$$\Gamma_{12}^{(0)}\left(x_0,y_0;x_0',y_0'\right) = U_0(x_0,y_0)U_0^*(x_0,y_0). \tag{3.77}$$

Para concluir la sección, se analiza el caso de la formación de imagen de asociada a la proyección de la intensidad mutua a través de la función de transmisión $F(x_0,y_0)$ de un objeto. Sea entonces

$$U_0(S;x_0,y_0) = U_0^-(S;x_0,y_0)F(x_0,y_0). \tag{3.78}$$

La perturbación monocromática asociada por un punto de fuente en el punto (x_0,y_0). La correlación por el efecto del objeto estará definida por la fórmula de Hopkins

$$\because \quad \Gamma_{12}^{(0)}\left(x_0,y_0;x_0^{'},y_0^{'}\right) = \int_{\Sigma} U_0(S;x_0,y_0)U_0^*(S;x_0,y_0)\mathrm{d}S, \tag{3.79}$$

$$\therefore \quad \Gamma_{12}^{(0)}\left(x_0,y_0;x_0^{'},y_0^{'}\right) = F(x_0,y_0)F^*(x_0,y_0)\Gamma_{12}^{(-)}\left(x_0,y_0;x_0^{'},y_0^{'}\right). \tag{3.80}$$

Esta correlación que se transmite va depender de la forma en que interactúan los campos de la fuente y la transmisión del objeto. La $\Gamma_{12}^{(-)}\left(x_0,y_0;x_0^{'},y_0^{'}\right)$ está a la distancia del objeto por lo que satisface la condición isoplanar, por tanto $\Gamma_{12}^{(-)}\left(x_0,y_0;x_0^{'},y_0^{'}\right) = \Gamma_{12}^{(-)}\left(x_0^{'}-x_0;y_0^{'}-y_0\right)$. Sustituyendo en la ecuación 3.69 se obtiene

$$\begin{aligned}\Gamma_{12}^{(1)}(x_1,y_1) = \int_{-\infty}^{\infty}\!\!\!\!\!\int\!\!\!\!\!\int\!\!\!\!\!\int F(x_0,y_0)F^*(x_0,y_0)\Gamma_{12}^{(-)}\left(x_0^{'}-x_0;y_0^{'}-y_0\right) \\ \times K(x_1-x_0,y_1-y_0)K^*\left(x_1^{'}-x_0^{'};y_1^{'}-y_0^{'}\right)\mathrm{d}x_0\mathrm{d}y_0\mathrm{d}x_0^{'}\mathrm{d}y_0^{'}.\end{aligned} \tag{3.81}$$

Para aplicar el teorema de la convolución, sea entonces el espectro de la función

$$F(x,y) = \int_{-\infty}^{\infty}\!\!\int \mathcal{F}(f,g)e^{-2\pi i(fx+gx)}\mathrm{d}f\,\mathrm{d}g. \tag{3.82}$$

El espectro espacial de la intensidad mutua por el objeto se reduce a una transformada bidimensional, cual existe acorde las condiciones del teorema de Wiener-Khintchine:

$$\Gamma_{12}^{(-)}(x,y) = \int_{-\infty}^{\infty}\!\!\int \mathcal{G}_{12}^{(-)}(f,g)e^{-2\pi i(fx+gx)}\mathrm{d}f\,\mathrm{d}g. \tag{3.83}$$

Al sustituir la composición espectral de éstas funciones en 3.81, se obtiene

$$\begin{aligned}\Gamma_{12}^{(1)}(x_1,y_1) = \int_{-\infty}^{\infty}\!\!\!\!\!\int\!\!\!\!\!\int\!\!\!\!\!\int \mathcal{T}(f',g';f'',g'')\mathcal{F}(f',g')\mathcal{F}^*(f'',g'') \\ \times e^{-2\pi i[(f'-f'')x+(g'-g'')y]}\mathrm{d}f'\mathrm{d}g'\mathrm{d}f''\mathrm{d}g'',\end{aligned} \tag{3.84}$$

donde $\mathcal{T}(f',g';f'',g'')$ es el coeficiente de transmisión cruzado, cual al simplificarse se puede definir como

$$\mathcal{T}(f',g';f'',g'') = \iint_{-\infty}^{\infty} \mathcal{G}_{12}^{(-)}(f,g)\mathcal{K}(f+f',g+g')\mathcal{K}^*(f+f',g+g')\,\mathrm{d}f\,\mathrm{d}g. \tag{3.85}$$

La TCC se encarga de ponderar las diferentes componentes espectrales de las propiedades espaciales del objeto, definiendo qué frecuencias y en cuánta magnitud puede transferirse. A partir de la ponderación espectral hay una superposición efectiva de las componentes armónicas de todos los pares de frecuencia (f',g'), (f'',g'') dando lugar a la composición espectral de las propiedades de la imagen. Si la TCC no es constante para todas las frecuencias que puede aceptar el sistema, la información del objeto se puede perderse o alterarse.

La TCC resulta como el efecto combinado de la **correlación isoplanar**; producto de la interacción de la perturbación asociada de la fuente en el plano objeto, y las propiedades de transmisión del sistema. La imagen que se proyecta depende de forma separada entre la forma de iluminación y las frecuencias del objeto, de tal forma que aunque la información del objeto es vigente en la composición espectral de la imagen por cuenta propia, la forma de iluminación afecta la respuesta del sistema, de tal forma que como es un efecto conjunto, el sistema puede resolver las propiedades espaciales pero la correlación mutua no es adecuada, entonces puede atrofiar la información.

La TCC *mapea* la información del objeto de apares ponderados de frecuencias, la forma en que mapea las frecuencias y estará definido por la función pupila del sistema, pero será la intensidad mutua lo que pondera la contribución espectral de cada frecuencia que contribuye. De ésta forma la TCC caracteriza los cambios asociados a cada contribución del modo de iluminación y de las propiedades de transmisión del sistema de formación de imagen. Si se plantea la transformada de Fourier de la ecuación 3.84, la expresión toma la forma

$$\mathcal{G}_{12}^{(1)}(f,g;f',g') = \iint_{-\infty}^{\infty} \mathcal{T}(f'+f,g'+g,f'+g')\mathcal{F}(f'+f,g'+g)\mathcal{F}^*(f',g')\,\mathrm{d}f\,\mathrm{d}g. \tag{3.86}$$

La forma de la expresión se puede ver como "correlación cruzada" entre tres funciones, de las cuales la TCC satisface ser un caso particular de la correlación cruzada triple[65]. Un caso particular es cuando $\mathcal{T}(f'+f,g'+g,f'+g') = 1$ en el que todas las componentes armónicas aportan completamente, definiendo

$$\begin{aligned} \because \quad & \mathcal{G}_{12}^{(\cdot)}(f,g;f',g') = \iint_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}(f'+f,g'+g)\mathcal{F}^*(f',g')\,\mathrm{d}f\,\mathrm{d}g \\ \therefore \quad & \Gamma_{12}^{(\cdot)}(x_1,y_1) = F(x_1,y_1)F^*(x_1,y_1). \end{aligned} \tag{3.87}$$

En ésta representación las **componentes espectrales armónicas** de la imagen forman una representación ideal de la información del objeto, generando una imagen perfecta. Éste caso particular se satisface cuando hay una intensidad constante. Por tanto se puede pensar que las fluctuaciones en las propiedades de emisión de la fuente dan como resultado a la

pérdida y alteración de la información del objeto a través de un sistema óptico. El grado de alteración de la información debido a las fluctuaciones promedio bajo un mismo sistema se manifiesta entonces a través de los cambios de la TCC.

Si la respuesta espectral de la función de transmisión $K(x_1 - x_0, y_1 - y_0)$ está definida por una apertura circular de diámetro a, entonces, el sistema puede resolver

$$f^2 + g^2 < \left(\frac{n' \sin\theta'}{\bar{\lambda}_0}\right)^2, \tag{3.88}$$

que se representa como la "distancia"máxima en el espacio reciproco para que exista área común en la operación de correlación cruzada triple de tres funciones circulares en la TCC, centradas en $C(f,g)$, $C'(f'+f, g'+g)$ y $C''(f''+f, g''+g)$. Con ésta descripción se culmina el análisis de los modelos teóricos en la representación de la formación de imagen para una coherencia arbitraria.

Con la descripción en las secciones 3.1, 3.2, 3.3 se ha desarrollado el eje temático de los efectos de la coherencia en los sistemas de iluminación y su repercusión en la la interacción con la materia para la formación de imágenes en el espacio. Con ésta temática culmina la primera etapa del tercer capitulo en el entendimiento conceptual de las propiedades de los sistemas ópticos.

3.4 Síntesis de los efectos de la coherencia

A partir de los planteamientos de Hopkins y los conceptos vistos se planteó la descripción del comportamiento en la modulación de campos parcialmente coherentes como se desarrollo en el capítulos dos en la subsección 2.4.2 en la generación de vorticidades ópticas. El desarrollo de estos modelos tuvo como propósito identificar tres aspectos del microscopio en desarrollo:

Primero, los mecanismos de los sistemas convencionales de microscopía óptica a transmisión para el control de la iluminación su repercusión en las propiedades de formación de imagen desde la interacción de coherencia dinámica.

Segundo plantear los fundamentos del desarrollo de la descripción del modelo teórico de la modulación difractiva parcialmente coherente y el principio de operación del ILPC presentados mayoritariamente desde la observación experimental vista en el capítulo dos.

Tercero, definir los regímenes de coherencia para la evaluación de resolución óptica y calidad óptica, que serán presentados en la primera mitad de la segunda etapa de éste capítulo.

Como conclusión a la primera etapa se sintetizan los conceptos teóricos más representativos que se han discutido:

- **La intensidad mutua es la difracción coherente de la fuente** sobre la cual el campo interacciona en las condiciones de similitud temporal para constituir una distribución estadística de las zonas de mayor respuesta coherente de una distribución de intensidad de una fuente extendida acorde la geometría de irradiancia

y las fluctuaciones de emisión, vistos a través los perfiles de radiación,generando una intensidad mutua única para cada tipo de fuente.

- **La correlación mutua del campo es un proceso de composición y propagación de las interacciones** en el espacio que define la posibilidad de la perdida de una correlación inicial generada por una fuente y la creación de una nueva correlación a través del procesamiento analógico de los iluminadores. Los principios de estos procesos están fundamentados en el teorema generalizado de van Citter-Zernike para el espacio libre, y la formulación de Hopkins en un medio material homogéneo.

- **Las aperturas de condensación de los iluminadores controlan la forma de interacción coherente** del campo de iluminación al cambiar la distribución de la intensidad y seleccionar las contribuciones con mayor probabilidad de interacción del campo de ondas generado por la fuente. En los iluminadores de apertura circular, la interacción coherente es una función jinc que depende de la apertura numérica del condensador, por lo que la iluminación de Köhler y de Nelson ofrecen las mismas condiciones de rendimiento óptico, en ausencia de aberraciones.

- **El efecto de la coherencia en los sistemas ópticos está en la definición de la función del filtrado lineal** que transforma las componentes armónicas espaciales de la composición espectral que compone la información de un objeto transmitido. La función de filtrado permite tener mayor capacidad de adquisición de frecuencias cuando la respuesta del campo es mayoritariamente incoherente incrementando en un 50 % la adquisición de información.

- **La coherencia es una manifestación del comportamiento de correlación espacial** en el que se define la intensidad de interacción espacial a través de una función de ponderación de la intensidad ondulatoria en definidas regiones del espacio, la cual es definida por las propiedades intrínsecas de la fuente y la geometría de iluminación.

En la primeara etapa del capítulo se describió el comportamiento de los sistemas ópticos en diferentes grados de coherencia, con la suposición de sistemas libres de aberraciones. En la materialización de un sistema real convencional, no es posible tener éste tipo de idealización de una respuesta al límite de difracción porque existen defectos de fabricación, cambios de geometría recubrimientos parciales, entre otros factores, que se traducen en la aberración del frente de onda. Entre más componentes ópticos existan en un sistema la el mapa de aberraciones toma diversas formas que causan efectos no deseados en la imagen.

En la segunda etapa del capítulo se busca discutir sobre los efectos de las aberraciones en la reducción de la respuesta espectral de los sistemas ópticos y como a partir de técnicas experimentales se puede medir la eficiencia óptica nominal de un sistema real. También se incluye la discusión de los sistemas conjuntos electrónicos y ópticos en la etapa de detección, para detallar como los efectos de muestreo y respuesta fotoelectrónica afectan el rendimiento.

3.5 La potencia de resolución óptica

Para iniciar con la discusión del **rendimiento óptico**, se retoma el concepto de la resolución óptica. En las secciones previas se ha visto el efecto de la pupila del sistema en relación a la capacidad que tiene un sistema óptico de transmitir y procesar información. La finitud de la apertura numérica reduce a cero las frecuencias que están por encima del diámetro de la apertura o el área común de integración en la superposición de las componentes armónicas, generando el efecto de un filtro lineal, propio de cada tipo de coherencia.

Además del efecto en las frecuencias de **respuesta del sistema óptico**, la finitud de las aperturas conlleva a los efectos difractivos, que definen la formación de imagen. En el caso geométrico puro, éstas transformaciones conllevan que si un objeto es lo suficientemente pequeño para ser considerado matemáticamente un punto, *e.g.* una estrella, entonces en calidad de la transformación gaussiana su imagen será un punto. Por tanto la mínima entidad de transformación de un sistema geométrico será un punto.

Esto sin embargo en los sistemas finitos, conlleva a la formación de patrones difractivos en el **régimen de campo lejano**. Esto es que la luz de un punto autoluminoso es dispersada linealmente por el cambio de índice de refracción en las superficies del sistema, formando múltiples radiadores divergentes que se propagan hasta el plano imagen y se superponen, acorde la formulación de Fraunhofer, generando un patrón de difracción según la geometría de las superficie y la longitud de onda. En el caso de los sistemas con apertura circular y en ausencia de aberraciones, será un patrón de Airy la imagen del punto.

En consideración a la interacción luz-materia, la finitud de las aperturas y la naturaleza ondulatoria, los sistemas físicos transforman puntos luminosos en distribuciones de intensidad mucho más grandes que están centradas en los puntos geométricos de la imagen. Por consiguiente la mínima entidad de transformación será un patrón de difracción sujeto a las propiedades de la luz y el sistema.

Ésta consideración de la mínima entidad permite plantear una medida más objetiva sobre la capacidad que tienen los sistemas ópticos en distinguir dos entidades mínimas provenientes de dos puntos vecinos del espacio objeto, definiendo el límite de resolución.

3.5.1 El criterio de Rayleigh y el límite de resolución

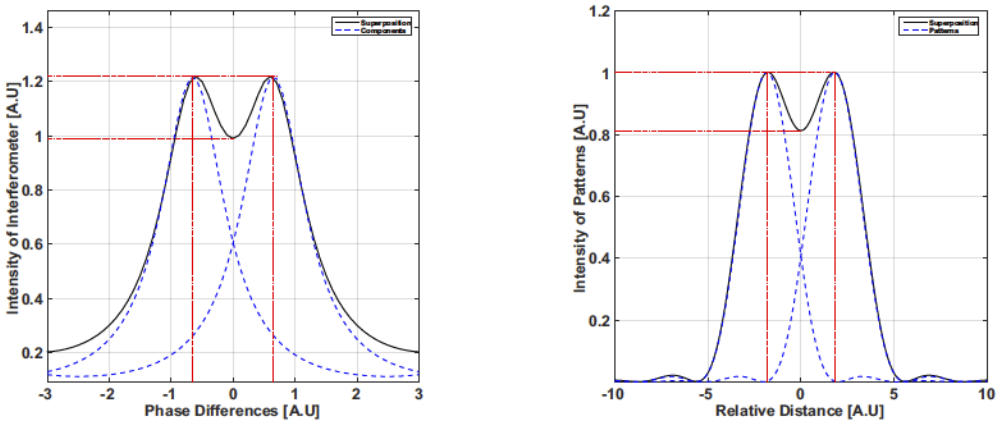
El **límite de resolución** es una cantidad mínima de distancia δx o separación angular $\delta\theta$ que parametriza la posición respecto a dos patrones de difracción que pueden ser distinguibles. La potencia de resolución será el inverso $1/\delta x$ o $1/\delta\theta$ del valor límite[66]. Lord Rayleigh propuso en 1879[67] un **criterio de resolución** entre dos valores de intensidad, originalmente definido para la resolución espectral del interferómetro de Fabry-Perot en espectroscopia[68]. La intensidad resultante de una componente espectral de la luz en interferómetro está definida como

$$I(\delta) = I_0\left[1 + F\sin^2\frac{\delta}{2}\right]^{-1} \quad | \quad F = \frac{4\mathcal{R}}{(1-\mathcal{R})^2}. \tag{3.89}$$

donde $\mathcal{R}$ es el factor de reflectancia del de la cavidad del interferómetro. La superposición con una segunda componente de intensidad a una distancia relativa ε será de la forma

$$I_{tot} = I_1\left(\delta + \frac{1}{2}\varepsilon\right) + I_2\left(\delta - \frac{1}{2}\varepsilon\right). \tag{3.90}$$

De tal forma que dos componentes espectrales se resuelven en el interferómetro si el máximo de intensidad de una componente coincide con el primer mínimo de intensidad de la segunda componente. De tal forma que la intensidad media equivale al 81 % de la intensidad máxima de cualquiera de los dos picos. En la figura 3.13a se presenta un ejemplo del criterio de Rayleigh en el interferómetro de Fabry-Perot.



(a) Intensidades vecinas de Fabry-Perot. (b) Intensidades vecinas de patrones de difracción.

Figura 3.13: El criterio de Rayleigh en diferentes distribuciones de intensidad.

El criterio de Rayleigh se sigue utilizando para medir la resolución de un sistema de la misma forma, pero en lugar de la intensidad $\mathrm{I} \propto \sin^2\alpha$, será la intensidad del patrón de difracción. La difracción que ocurre por una apertura circular de radio a define una intensidad en la región de Fraunhofer de la forma

$$\because \quad I(P) = \left| C \iint_A e^{i\bar{k}_0(p\xi+q\eta)} \mathrm{d}\xi \mathrm{d}\eta \right|^2 \quad \therefore \quad I(P) = I_0 \left[\frac{2J_1\left(\bar{k}_0 awn\right)}{\bar{k}_0 awn} \right]^2, \tag{3.91}$$

donde C es un factor que define el valor de intensidad inicial, w es la distancia que define el ángulo de difracción. El mínimo de intensidad será cuando $\bar{k}_0 aw \neq 0$ y sea una raíz de $J_1(x)$. El primer mínimo será cuando se satisface la igualdad

$$\because \quad 0 = \left[\frac{2J_1\left(\bar{k}_0 aw\right)}{\bar{k}_0 aw} \right]^2 \quad \therefore \quad 1{,}22\pi = \frac{2\pi n}{\bar{\lambda}_0} aww = 0{,}61\frac{\bar{\lambda}_0}{an}. \tag{3.92}$$

Para analizar la respuesta de resolución en los sistemas de los objetivos de microscopios. Considérese un sistema similar a la iluminación de Köhler que proyecta luz incoherente sobre el plano objeto de un microscopio. La apertura del condensador genera un campo difractado

que se superpone en el plano del objeto y que dependiendo del tamaño de apertura, como se ha discutido anteriormente, se puede controlar el estado de coherencia que emerge. Acorde a la NA_c, se considera los efectos de la coherencia en la definición del límite de resolución.

Para analizar la resolución de un objetivo iluminado incoherentemente, se puede considerar la figura 3.14. Un punto incoherente de luz en el plano objeto de un objetivo de microscopio de focal f, representado por una lente, hace imagen a la longitud equivalente del tubo del objetivo. El objetivo del microscopio actúa entonces como un sistema de difracción. Cómo sólo se considera un punto del objeto, no se verá la superposición En el plano focal posterior del objetivo está su apertura de parada de diámetro a'. En el esquema de la figura 3.14 se representa un sistema de difracción de campo lejano.

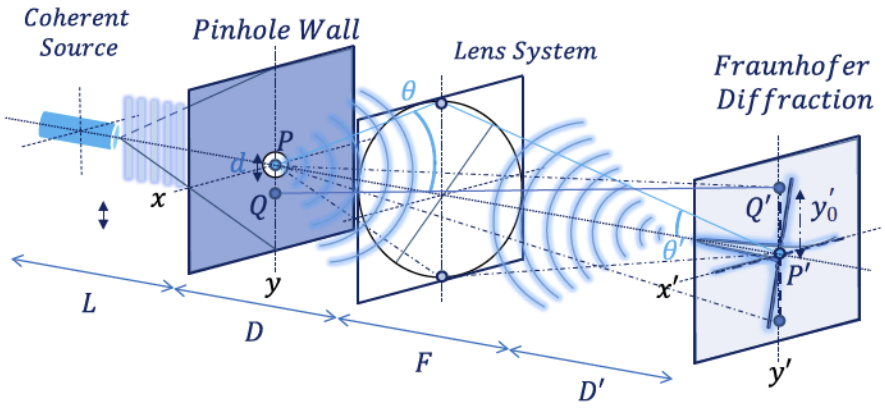


Figura 3.14: Difracción circular de campo lejano.

En el campo lejano, se puede considerar que los planos están lo suficientemente lejano para considerar ángulos pequeños $\sin\theta' \approx \theta' \approx a'/D'$. El punto Q' representa el punto imagen de Q. Si se considera que la distancia $P'Q' = Y'$, entonces se puede aproximar $Y' \approx wD'$ tal que la componente azimutal de la coordenada se puede simplificar. Sustituyendo el valor de w para el primer anillo de Airy y la aproximación para θ', se obtiene

$$Y' \approx w\frac{a'}{D'} \approx 0{,}61\frac{\bar{\lambda}_0}{n'\theta'} \approx 0{,}61\frac{\bar{\lambda}_0}{n'\sin\theta'}. \tag{3.93}$$

Bajo la condición de Herschel[69] en la transformación geométrica se satisface

$$\because \quad nY\sin\theta = -n'Y'\sin\theta' \quad \therefore \quad |Y| \approx 0{,}61\frac{\bar{\lambda}_0}{n\sin\theta}, \tag{3.94}$$

donde $NA = nY\sin\theta$ es la apertura numérica del objetivo y $NA' = n'Y'\sin\theta'$ y equivale a la apertura numérica del espacio imagen. Para dos patrones de Airy mutuamente incoherente de intensidad central similar la superposición será aditiva, generando una distribución similar, al caso visto en la ecuación 3.40, definida como

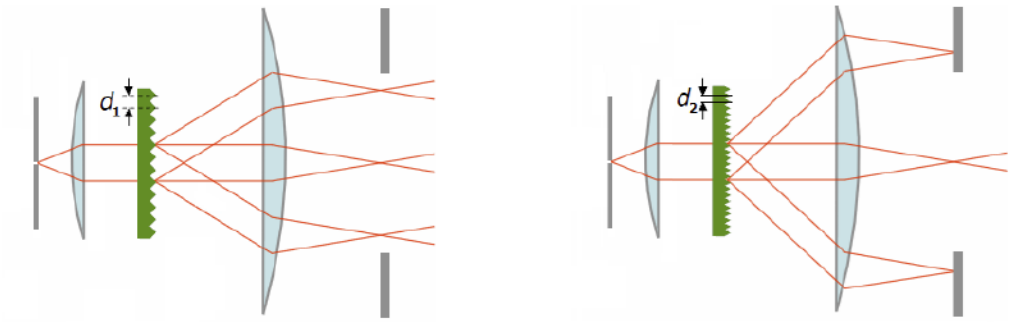
$$I(\delta w) = I_0\left[\frac{2J_1(\bar{k}_0 a w_1 n')}{\bar{k}_0 a w_1 n'}\right]^2 + I_0\left[\frac{2J_1(\bar{k}_0 a w_2 n')}{\bar{k}_0 a w_2 n'}\right]^2, \tag{3.95}$$

donde w_1 es la distancia $P'Q_1'/D'$ del primer patrón y w_2 es la distancia $P'Q_2'/D'$ del segundo patrón. Las intensidades logran estar resueltas si la separación de entre ambas imágenes es

$$w_2 - w_1 \geq 0{,}61\frac{\bar{\lambda}_0}{n\sin\theta D'}. \tag{3.96}$$

Ahora en el caso coherente, supóngase que un objeto es iluminado con luz completamente coherente, producto de ajustar NA_c a un tamaño de iluminación del 13% del diámetro del primer Anillo de Airy asociado al condensador. Para entender la resolución coherente, se mencionan dos conceptos del límite de difracción, el concepto de microscopía clásica por Abbe en su teoría en la formación de imagen[70] y el **criterio de Rayleigh**.

La teoría de Abbe se define del concepto que se ha expuesto anteriormente en la interpretación alterna de la TCC. Para Abbe, la formación de imagen es el resultado de la superposición de los diferentes órdenes difractados por el espécimen. En éste sentido el objeto realiza el efecto ocasionado por una red difracción, donde los distintos periodos espaciales del objeto describen una compleja red de difracción. En el caso elemental considere una red periódica en el plano objeto de un objetivo, como se muestra en el esquema de la figura 3.15:



(a) Difracción por un espécimen de periodo d_a. (b) Difracción por un espécimen de periodo d_b.

Figura 3.15: Interpretación de formación de imagen de Abbe. Adaptación. Orig: *Z. Kam.*

Cada elemento de fuente que se logra proyectar sobre la muestra, se difracta como $d_j \sin(\beta_j) = \bar{\lambda}_0$ donde d_j representa el periodo espacial de la red. Del esquema se observa que a menor periodo espacial mayor será el ángulo de difracción. En el plano posterior focal del objetivo se observan los n órdenes apreciables de difracción acorde el régimen de Fraunhoer, y cada uno representando una imagen de la apertura del condensador, separados a una distancia $1/d_j$. Cada orden difractado en el plano posterior focal es el resultado de la superposición entre los diferentes rayos que emanan de la red, acorde el ángulo de difracción β_j[71].

Cada orden se convertirá en un radiador coherente que conlleva a un segundo campo de ondas que se propaga hasta el plano imagen donde superpondrán las ondas emitidas. La superposición de todos los órdenes difractados en el plano imagen conlleva a la representación completa de la imagen del objeto. En el caso de la obstrucción del radiador del orden uno, la imagen compuesta tendrá el doble del periodo espacial original del objeto. De esta forma hasta el n-ésimo orden difractado, pero si cualquier orden $n_0 < n$ está ausente, la representación del objeto es falsa. Incluir $n' > n$ órdenes mejora la definición de la información del objeto,

pero la ausencia un solo orden inferior $n_0 < n < n'$ conlleva a la formación de una imagen alterada del doble del periodo espacial original.

La **formación de imagen de Abbe** se realiza entonces en dos dominios de integración, la formación del patrón difractado por el objeto definido entre los efectos del condensador junto a la estructura periódica del objeto, y la superposición de los órdenes difractados. Dependiendo entonces de cada punto del objeto y de cada punto de la apertura del objetivo en el plano posterior focal. En la figura 3.16 se presenta un esquema de éste proceso.

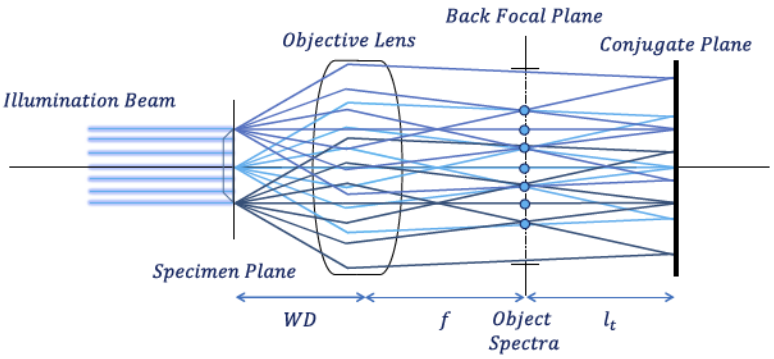


Figura 3.16: Formación de imagen de Abbe.

Como consecuencia la **resolución de Abbe** depende de dos efectos conjuntos entre la iluminación y el objetivo, definiendo cual es el ángulo mínimo con el que se puede iluminar para que gran parte de los órdenes difractados por el objeto puedan ingresar a la apertura del objetivo y contribuir en la formación de imagen. De tal forma que menores periodos espaciales (detalles más finos) poseen mayores ángulos de difracción y por tanto requieren mayores ángulos de aceptación por el objetivo, donde el ángulo de difracción es función del ángulo de iluminación. Abbe formula su definición de límite de resolución como

$$Y_{min} = \frac{\bar{\lambda}_0}{n_c \sin\theta_c + n \sin\theta}. \tag{3.97}$$

En general bajo éste concepto se busca que la apertura del condensador $NA_c \geq NA$ para garantizar que todos los posibles ángulos de difracción se generan, y la resolución entonces será dependiente de la apertura del objetivo para aceptar las diferentes componentes espectrales del objeto, reduciéndose la expresión en

$$Y_{min} = \frac{\bar{\lambda}_0}{2n \sin\theta} = 0{,}5\frac{\bar{\lambda}_0}{n \sin\theta}. \tag{3.98}$$

Ecuación con la que tras seis años de trabajo teórico financiado por Carl Zeiss, en 1872 permitió la construcción de 17 líneas de objetivos para la empresa Zeiss[72]. En la actualidad se sigue utilizando como criterio de evaluación en los sistemas de microscopía óptica. Retornando al segundo criterio de Lord Rayleigh, la superposición coherente de dos patrones de Airy como resultado de dos puntos vecinos en el espacio objeto se define como

$$I(\delta w) = I_0 \left[\frac{2J_1\left(\bar{k}_0 a w_1 n'\right)}{\bar{k}_0 a w_1 n'} + \frac{2J_1\left(\bar{k}_0 a n'(w_2 - w_1)\right)}{\bar{k}_0 a n'(w_2 - w_1)} \right]^2. \tag{3.99}$$

Resultado al que se había llegado anteriormente en la ecuación 3.38 derivado de la ley general de interferencia de campo estacionario. En el criterio de Rayleigh, la intensidad en el punto medio de la superposición coherente equivale a

$$\because \quad \frac{I(w_2)}{I(0)} = 0{,}735 \quad \therefore \quad w_1 = 2w_2. \tag{3.100}$$

La primera raíz de la intensidad resultante en la ecuación 3,98 es $w_2 \approx 2{,}57/ka$. La representación en distancia de éste valor es equivalente a la relación

$$Y' \approx 2w_2 D' \approx \frac{2{,}57}{\pi} \frac{D\bar{\lambda}_0}{a} \approx 0{,}82 \frac{\bar{\lambda}_0}{n' \sin\theta'}, \tag{3.101}$$

$$\because \quad nY \sin\theta = -n'Y' \sin\theta' \quad \therefore \quad |Y| \approx 0{,}82 \frac{\bar{\lambda}_0}{n \sin\theta}. \tag{3.102}$$

Los casos intermedios de coherencia parcial, estarán definidos por los valores intermedios a los valores de resolución. Hopkins y Barham en 1950 presentaron un estudio sobre los efectos del condensador en la resolución mínima que el sistema puede resolver[73]. Partiendo de la forma general en que interfiere las aperturas circulares

$$I(P') = \left[\frac{2J_1(v_1)}{v_1} \right]^2 + \left[\frac{2J_1(v_2)}{v_2} \right]^2 + 2 \left[\frac{2J_1(ma_{12})}{ma_{12}} \right] \left[\frac{2J_1(v_1)}{v_1} \right] \left[\frac{2J_1(v_2)}{v_2} \right]. \tag{3.103}$$

El límite de resolución para diferentes grados de coherencia se puede plantear como

$$Y_{lim} = L(m) \frac{\bar{\lambda}_0}{n \sin\theta}. \tag{3.104}$$

La cantidad $L(m)$ puede entenderse como el diámetro del patrón de Airy asociado que el sistema que se puede formar y que depende directamente del radio de coherencia m. Menores valores de $L(m)$ indican patrones más pequeños y por ende distancias límites de mejor resolución. En la figura 3.17 se presenta los resultados de Hopkins.

Como resultado el mejor valor de resolución se obtiene cuando $L(m) \approx 0{,}58$ y ocurre cuando $m = 1{,}5$, equivalente a que la apertura del condensador esté a 1,5 veces la apertura del objetivo. Posterior a éste valor el valor de $L(m)$ retorna a su respuesta típica incoherente. Bajo éste criterio se logran resolver detalles más finos cuando hay mayor cantidad de luz que inunda el objeto pero no de forma excesiva. Esto sin embargo no implica que el contraste de información para estos detalles sea lo suficientemente adecuado. Mayor resolución implica el límite de separación de características distinguibles pero cómo el sistema lo resuelve es propio de la función de transmisión y la coherencia visto anteriormente.

El **efecto del condensador sobre el sistema** no solo cambia el límite de resolución que

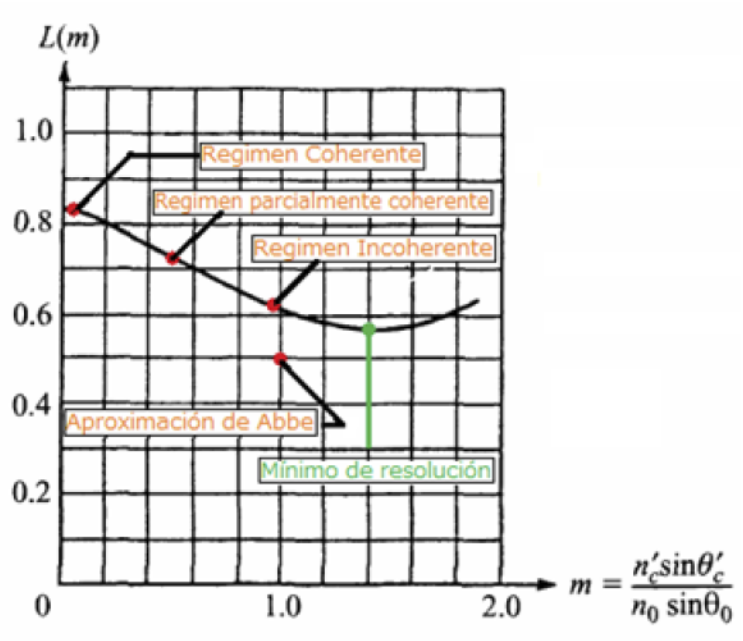


Figura 3.17: Efectos del condensador en la resolución Figura: *Hopkins; Barham.*

puede observarse, sino que esto es una consecuencia del cambio de la función de transferencia del sistema óptico. Debido a que la NA_c configura el grado de correlación efectiva del campo de ondas de la fuente con el que se ilumina el plano del espécimen, se altera la forma en que el sistema realiza el filtrado lineal de todas las componentes espacio-frecuenciales del objeto, principalmente por la dependencia de la respuesta del medio en la bilinealidad de la transferencia, como resultado de la interacción ondulatoria efectiva entre puntos correlacionados en la iluminación. En consecuencia la TCC evoluciona a la respuesta de la OTF en ausencia de correlaciones, evoluciona a la CTF en presencia de correlaciones totales y en correlaciones parciales tiene dependencia de las fluctuaciones promedio presentes en el campo de la fuente, donde cada respuesta tendrá un margen propio de frecuencias de corte.

La respuesta de las amplitudes complejas de la función de transferencia logra resolver mayor cantidad de detalles del espécimen en la respuesta incoherente, a expensas de la atenuación de la información por la reducción en la respuesta del sistema. Para la respuesta coherente se obtiene la menor cantidad de información del objeto pero con una respuesta constante del sistema en todas las frecuencias, por lo que no hay atenuación en el contraste para cualquier detalle. La respuesta de mejor balance entre calidad de información y menor grado de atenuación yace en un rango de la respuesta parcialmente coherente. En la figura 3.18 se presenta este comportamiento esperado de los efectos de la apertura numérica sobre la respuesta del sistema y la frecuencia de corte, que se discutió en la sección 3.3.

Por consiguiente la resolución depende del régimen de coherencia que se configura en la iluminación, y bajo un régimen definido, ésta dependerá de la capacidad de recibir los órdenes difractados por el objeto en la extensión angular y tamaño de apertura característico del objetivo del microscopio definido en el espacio objeto. Como Hoppkins demostró en su estudio,

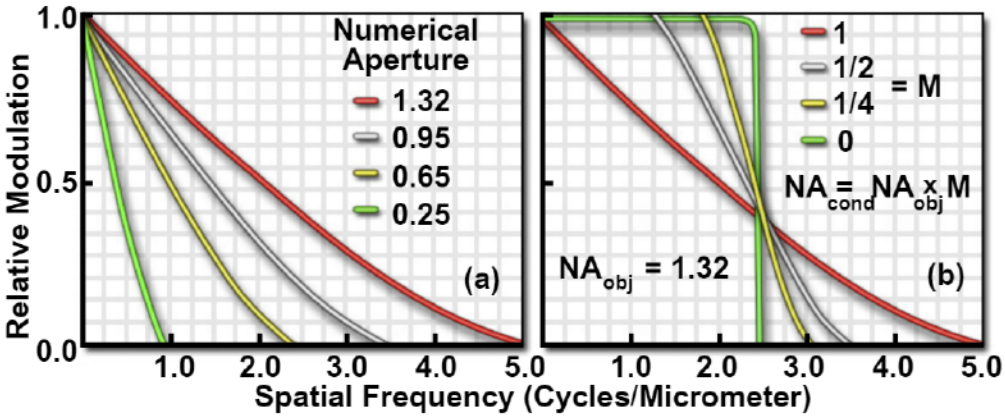


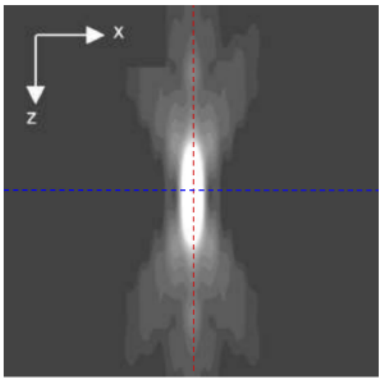
Figura 3.18: Efectos de la coherencia en la resolución. Figura: *microscopyu*.

existe un máximo de resolución cuando NA_c sea 1,5 veces NA, en un valor muy cercano a la respuesta incoherente.

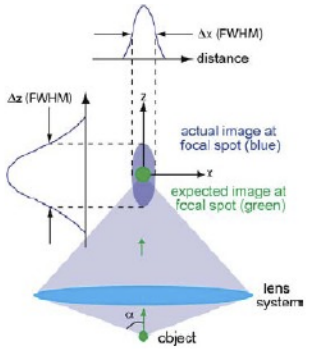
Hasta el momento se ha planteado los elementos de la discusión sobre los **efectos de la coherencia en el límite resolución**, sin embargo es necesario aclarar que la mayor consideración parte de los sistemas en ausencia de aberraciones, en cuyo caso es necesario plantear un nuevo límite de resolución con base a la respuesta espectral real y efectiva del sistema. Al alterar la función pupila, la respuesta del sistema se ve afectada negativamente, redistribuyendo y atenuando la información del objeto acorde el tipo y grado de aberración. Los sistemas reales poseen en cierta medida aberraciones que efectivamente reducen de la respuesta ideal que se ha mencionado en ésta sección. Sobre los efectos de las aberraciones, la reducción de la calidad óptica y el planteamiento del límite de difracción efectivo de los sistemas ópticos reales, se discutirán en la sección 3.5.2.

Para terminar la subsección se hace una última discusión en forma de *addendum* de la temática sobre la resolución axial a partir de la respuesta del patrón difractado en relación a su evolución espacial axial. La imagen de un punto que se ha discutido anteriormente corresponde a la distribución transversal de intensidades contenidas en ese plano. Sin embargo, es posible rastrear la distribución en los planos aledaños. Ésta evolución del patrón da cuenta de la distribución espacial longitudinal de la imagen a medida que se propaga. De ésta forma es posible plantear la posibilidad de la **resolución axial** o la posibilidad de distinguir dos puntos vecinos contenidos en el **Depth of Field** (DOF) a una distancia z.

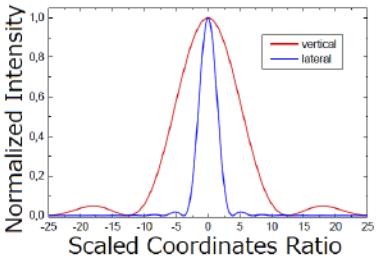
En una forma ideal, la imagen del punto produce un patrón de difracción lateral y longitudinal descritos por una función jinc y una función sinc, respectivamente, como se ilustra en la figura 3.19.A forma de comparación, se observa que la extensión escalada del lóbulo de intensidad axial es mucho mayor que el lóbulo lateral, indicando que la energía se extiende más axialmente y por lo tanto la posibilidad de resolver dos objetos axiales es menor que la resolución lateral, en una proporción 2:1.
La distancia de separación será respecto a la lateral para los criterios de Rayleigh o de Sparrow. La imagen axial representa la densidad de energía que se distribuye por la naturaleza



(a) Imagen axial de un punto.



(b) Resolución axial y lateral.



(c) Comparación de resoluciones.

Figura 3.19: Resolución axial. Figuras: (a) *M. Kempe*, (b) *semrock*, (c) *H.Gross*.

difractiva, que en éste caso se considera incoherente, y se define como[74]

$$I(0,z) = \frac{\sin\left(n\bar{k}_0 z/4NA^2\right)}{n\bar{k}_0 z/4NA^2} = \text{sinc}\left(\frac{n\bar{k}_0 z}{4NA^2}\right). \tag{3.105}$$

La primera raíz que contiene el lóbulo principal de intensidad se satisface cuando

$$|z| = 1{,}4\frac{n\bar{\lambda}_0}{NA^2}. \tag{3.106}$$

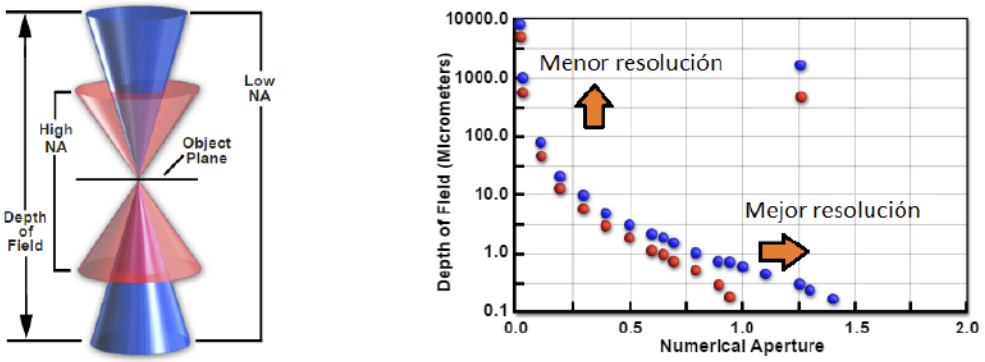
Definiendo el mínimo valor de tamaño de un sólo solo elemento difractado por el sistema. Dependiendo del criterio y la coherencia de la luz, ésta distancia puede cambiar de forma similar al planteamiento en el caso lateral. A partir de ésta consideración, se puede definir el DOF efectivo como la distancia más próxima entre el plano objeto enfocado y el último plano que se conserve enfocado, como la suma de las profundidades de campo ópticas y geométricas

$$DOF = \frac{n\bar{\lambda}_0}{NA^2} + \frac{n}{NA}\frac{dl}{M}, \tag{3.107}$$

donde dl es la distancia mínima que se puede resolver por un detector de magnificación lateral M. La dependencia de la apertura numérica del objetivo genera cambios en el límite axial de resolución como en la extensión del DOF de forma asintótica. La profundidad de campo de ondas ópticas para el detector, se define como[75]

$$DOF = \frac{\lambda\sqrt{n^2-(NA)^2}}{(NA)^2}. \tag{3.108}$$

Por consiguiente sistemas con baja apertura numérica tienen mejor extensión del DOF del objetivo pero con menor resolución axial, y exhibe un comportamiento dominante de la profundidad de campo geométrico, en relación a los sistemas de mayor apertura numérica que ofrecen mejor resolución axial con reducida extensión del DOF y su comportamiento es principalmente una profundidad de campo ondulatoria. En la figura 3.20 se presenta ésta propiedad.



(a) Imagen axial de un punto.

(b) Resolución axial y lateral.

Figura 3.20: La profundidad de campo y la apertura numérica. Figuras: *microscopyu*.

Con ésta descripción se culmina subsección sobre la resolución óptica y las propiedades de la coherencia en la determinación del límite de difracción. En la siguiente subsección se continua con las técnicas de caracterización y propiedades de la calidad óptica.

3.5.2 La resolución por respuesta espectral del sistema

La calidad óptica es una forma de caracterizar el **rendimiento de un sistema óptico** a partir de la evaluación de varias propiedades del sistema que determinan, cuán cercano está el sistema de una respuesta ideal respecto a la forma real del sistema debido a errores de manufactura, efectos ondulatorios secundarios o efectos innatos de los sistemas.

La calidad óptica en general se puede evaluar sobre dos aspectos globales en la pupila del sistema, o en el plano geométrico de la imagen.

- En la pupila del sistema: Como se ha visto anteriormente, la pupila del sistema se encarga de definir la función de transferencia del sistema óptico para cualquier tipo de coherencia, por tanto la pupila maneja el procesamiento analógico de la señal luminosa. Evaluar las propiedades de la pupila permite analizar la respuesta espectral propia, como un sistema finito y la respuesta ante aberraciones, como consecuencia natural de los sistemas dispersivos y la interacción luz materia. Está evaluación incluye los principios y propiedades derivados de la teoría escalar de la luz, su relación con el sistema y la interpretación desde los sistemas lineales.
- En la **imagen geométrica**: Se evalúa la salida del sistema en virtud de los cambios de la respuesta ideal geométrica tipo paraxial o aplanática. En éste análisis se detallan los mapas de *spots* que equivalen a la trayectoria de los rayos que se propagan en la pupila del sistema, para brindar información, de los cambios de trayectoria debido a las aberraciones, concentración de luz, distorsiones, corrimientos focales y variaciones del tamaño de *spot*, como una forma de representar el estado del frente de onda visto geométricamente. Éste análisis parte de un conjunto de consideraciones elementales que simplifican la naturaleza de la luz, para centrarse en la descripción base de la luz y evaluar el grado de separación entre sistemas reales e ideales.

Otras consideraciones en la **evaluación de la calidad óptica** parten del análisis radiométrico como índices de atenuación, flujo energético, perfiles de radiación, conservación y difusión de la energía. Análisis que derivan de los aspectos electromagnéticos de la luz y el flujo de energía, principalmente aplicado en sistemas que no transfieren información, pero controlan las densidades de luz como en condensadores parabólicos, lentes de Fresnel o reflectores[76].

En ésta subsección se discutirá el primer análisis desde el comportamiento óptico del sistema en señales, a través de una respuesta física observable por la respuesta espectral del sistema y la recuperación de las aberraciones de la función pupila, para construir la OTF y derivar propiedades como la PSF, la MTF, CTF que ayudan a describir como el sistema transfiere, transforma y resuelve frecuencias espaciales de forma directa a la versión real con ese grupo de componentes utilizados. De ésta manera se evalúa aspectos que pueden compensarse desde las aberraciones, tamaños de pupilas e información relevante para mejorar o caracterizar la respuesta de un sistema existente.

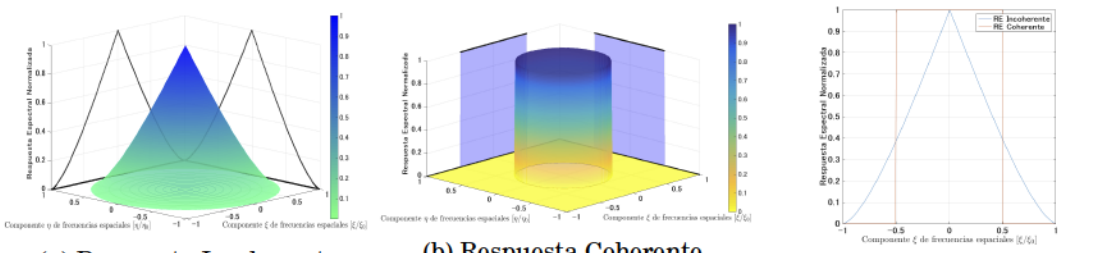
El segundo análisis se desarrolla en la sección 3.6 que se utiliza en éste trabajo para introducir la etapa del diseño en propuesta de configuración de los componentes ópticos, para obtener un balance entre los requerimientos base, las aberraciones geométricas y la disposición de las aperturas de los sistemas. Éste análisis deriva del cálculo del trazado de rayos y su relación con superficies, espesores e índices de refracción, para obtener información, de los ángulos de aceptación FOV, DOF, Puntos cardinales, magnificaciones laterales o axiales, NA, pupilas, aperturas, tamaños de imagen, viñeteado, invariancia lagrangiana, tamaños gaussianos, ángulos de campo, pendientes de entradas, entre otros.

Sobre la función de transferencia de modulación, en las sección 3.3 se discutió sobre los sistemas de formación de imagen y la capacidad que tienen para recibir y transformar información espacial. En la subsección 3.5.1 se mencionó el concepto del límite de difracción y los efectos de la coherencia en los cambios en el elemento mínimo que el sistema puede componer. En ésta sección se introducen otras herramientas que permiten analizar y evaluar la calidad óptica en virtud del grado de respuesta del sistema ante diferentes periodos espaciales.

Que un sistema óptico logre resolver puntos objetos muy cercanos o que logre transferir frecuencias altas del espécimen, no implica que esa información pueda ser representada fielmente u observable. La frecuencia de corte del sistema sólo representa el último valor que puede ver el sistema, mas su representación es limitada puesto que la respuesta del sistema no es lo suficientemente alta para las frecuencias límites.

La respuesta espectral de los sistemas ópticos provee información de la forma de transferir amplitudes complejas y corrimientos de fase. La calidad de la transferencia se determina en el grado de que la información inicial de un campo se preserva tanto en magnitud como fase En los sistemas lineales la transferencia de fase sufre retardos o adelantos relativos del origen pero no es alterada o atenuada; en parte como resultado de la dispersión lineal $\omega = ck$ que sufre la luz con la materia. La respuesta a altas frecuencias puede llevar a efectos no lineales que conllevan a la destrucción de la señal original. Sin embargo en los sistemas ópticos en general decaen rápido a frecuencias altas, por lo que los efectos no lineales se disminuyen efectivamente.

Como la fase sólo sufre retardos, la transferencia de amplitud compleja reúne la mayor atención para éstos sistemas. La amplitud compleja se define como el conjunto de componentes frecuenciales que componen la información espacial de la señal de entrada. La forma de transferir amplitudes es diferente como consecuencia de la luz interactúa de forma efectiva como fenómeno ondulatorio. Ejemplo de ello se presenta en la figura 3.21. Acorde las definiciones vistas, en el esquema se visualizan los dos tipos de respuesta espectral de amplitud compleja para los dos casos elementales de coherencia.



(a) Respuesta Incoherente. (b) Respuesta Coherente. (c) Comparación de respuestas.

Figura 3.21: Las funciones de transmisión de amplitudes complejas en sistemas ópticos.

Como consecuencia de la naturaleza de la luz y de la finitud del sistema no es posible preservar invariante las componentes frecuenciales, conllevando a su modificación, acorde a la respuesta propia del sistema, donde ocurre atenuación o corte de frecuencias a lo que se establece como un filtrado lineal, tal que el grado de transformación es proporcional a la magnitud de la frecuencia.

Un sistema ideal es lo contrario a un filtro ideal ya que transmite toda la información en igual proporción sin modificación ni retardo. De ésta forma la calidad óptica se mide respecto a la separación entre la forma ideal y la materialización del diseño del sistema. Como en la transferencia de la señal la amplitud sufre transformaciones, se define la calidad óptica del sistema en relación al grado de transformación de amplitudes complejas, tal que a mayor cambio de la señal, menor es la calidad del sistema.

La **función de transferencia** o la respuesta espectral del sistema está compuesta por dos funciones independientes que controlan la fuerza de la señal y su valor de fase, llamadas la **función de transferencia de amplitudes frecuenciales complejas** y **la función de transferencia de fase** (PTF), respectivamente, cuya forma se define como[77]

$$H(\xi,\eta,\nu) = A(\xi,\eta,\nu)\, e^{i\phi(\xi,\eta,\nu)} = \left|H(\xi,\eta,\nu)\right| \arg H(\xi,\eta,\nu). \tag{3.109}$$

Asemejando la definición de función analítica. El módulo $H(\xi,\eta,\nu)$ corresponde a la respuesta espectral de amplitudes complejas $A(\xi,\eta,\nu)$ y su argumento a la respuesta espectral de fase $\phi(\xi,\eta,\nu)$, ambas funciones son reales. En el campo de la óptica se define la OTF (**Optical transfer function**) como la respuesta espectral incoherente (definida en la ecuación 3.63) y la CTF (**Coherent Transfer function**) como la respuesta espectral incoherente (definida en la ecuación 3.57).

La función $A(\xi,\eta,\nu)$ también se denomina como la MTF (**Modulation Transfer Function**)

como forma equivalente de analizar la respuesta del sistema ante señales propiamente periódicas. Para la OTF y la CTF, la dependencia de la componente temporal del sistema no se considera ya que el éste no evoluciona en el tiempo y la componente temporal de la luz se puede asumir en $\bar{\lambda}_0$ como su valor promedio. De ésta forma se define

$$OTF = MTF e^{iPTF}; \quad CTF = \mathcal{P} e^{i\phi_{sys}}, \tag{3.110}$$

donde $\mathcal{P}$ es una **función de apodización de la pupila** y ϕ_{sys} son las aberraciones del sistema. Como forma tradicional desde los tiempos de Carl Zeiss, la calidad óptica se ha medido principalmente en la respuesta incoherente, por la disminución de los efectos difractivos en las aperturas como la cercanía en la transformación ideal tipo geométrica, permitiendo diagnosticar el sistema sin los efectos ondulatorios usuales del régimen coherente.

Es importante aclarar que la medición de la calidad óptica es una medida indirecta de la OTF. Debido a que no se tiene "acceso" al valor complejo de la función de transferencia, es necesario reconstruir numéricamente la pupila del sistema para obtener una aproximación a la OTF material, y determinar un valor indirecto de la MTF del sistema óptico.

Para éste tipo de análisis se recurre a los métodos iterativos para minimizar una función que se ajuste a las restricciones del sistema para proponer una forma aproximada de la función pupila, por consiguiente se puede componer la OTF al a través de la autoconvolución de ésta función. De ésta manera se obtiene la MTF indirectamente a través de la respuesta espectral de $|\text{PSF}|$ aproximada a las condiciones reales, tal que $\text{MTF} = |\mathcal{F}\{\text{PSF}\}|$.

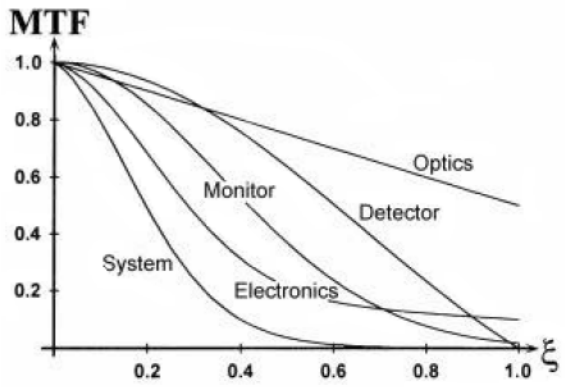
Otros métodos que se realizan se basan en la observación de la respuesta del sistema a partir del análisis de imágenes. Debido a que son el resultado de la transformación generada por el sistema tienen implícitamente información de los mecanismos de la transformación. Ante ciertos patrones periódicos, el sistema genera una versión modificada de éstos como la imagen. Al tener información de la distribución y periodo espacial de la señal de entrada y la señal de salida generada, es posible deducir cual debió haber sido la respuesta del sistema para generar ese tipo de imagen.

El análisis de la MTF desde la función respuesta del sistema, *i.e.* PSF, puede predecir la MTF pero no del sistema óptico, sino de todos los subsistemas involucrados, desde la respuesta óptica, la **respuesta electroóptica**, la respuesta digital, la respuesta de proyección y hasta la respuesta del ojo. Por consiguiente no se obtiene una respuesta propia del sistema óptico que se desea evaluar. En el régimen de los sistemas lineales se satisface

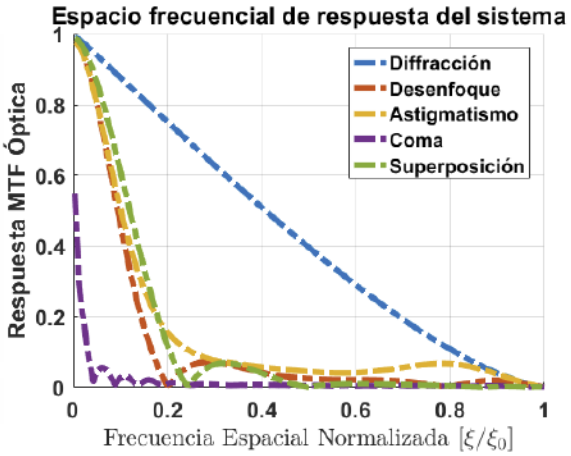
$$\because \quad G(\xi,\eta,\nu) = \prod_{n=1}^{M} H_n(\xi,\eta,\nu) \quad \therefore \quad MTF_G = \prod_{n=1}^{M} MTF_n(\xi,\eta,\nu). \tag{3.111}$$

El efecto cascada tal que la respuesta espectral $G(\xi,\eta,\nu)$ de todo el sistema es el resultado del producto de todas las funciones de transferencia de cada subsistema. De ésta forma la medición se realiza sobre el sistema efectivo. Como connotación del producto entre sistemas, el sistema de menor respuesta del conjunto será el que limita la respuesta global, de tal forma que cualquier respuesta superior su frecuencia máxima se degrada por el aliasing o superposición en la frecuencia de muestreo. En el esquema la respuesta medible como

resultado de los subsistemas involucrados[78]. En la figura 3.22 se presentan diferentes comportamientos de la MTF un sistema conjunto y en un sistema óptico.



(a) Respuesta de un sistema conjunto de visión.



(b) Diferentes respuestas de un sistema óptico.

Figura 3.22: Respuesta espectrales asociados al rendimiento óptico. Figura: (a) *G. Boreman*.

En general se puede definir el sistema conjunto electroóptico como la combinación de los efectos del detector y la respuesta óptica, de la forma

$$MTF_{sys} \approx MTF_{cam} MTF_{opt} \approx MTF_{det} MTF_{array} MTF_{diff} MTF_{aber}, \tag{3.112}$$

donde el sistema de la cámara MTF_{cam} es modelado a partir de la respuesta MTF_{det} de la forma individual detector como *pixel* circular o cuadrado[79], junto al producto de la respuesta MTF_{array} del arreglo de detección del FPA (**Focal Plane Array**) y se definen como

$$MTF_{det}(\xi,\eta) = \begin{cases} \operatorname{sinc}(\pi f_{sx}\xi)\operatorname{sinc}(\pi f_{sy}\eta) & \text{pixel cuadrado} \\ \operatorname{jinc}(\pi\omega) & \text{pixel circular,} \end{cases} \tag{3.113}$$

$$MTF_{array}(\xi,\eta) = \left|\operatorname{sinc}\left(\frac{\pi\xi}{w_x}\right)\right| \left|\operatorname{sinc}\left(\frac{\pi\eta}{w_y}\right)\right| \quad \text{muestreo cuadrado.} \tag{3.114}$$

La respuesta del sistema óptico MTF_{opt} se define como el producto de la respuesta al límite de difracción MTF_{diff} acotado por el tamaño y forma de la apertura del sistema, por la respuesta de la pupila aberrada MTF_{aber}, para la cual Shannon propuso una definición empírica para las aberraciones comunes en lentes. Definiendo para una apertura circular se tienen:

$$MTF_{diff}(\xi,\eta) = \frac{4}{\pi^2}\left[\arccos\left(\frac{\xi}{\xi_0}\right) - \left(\frac{\xi}{\xi_0}\right)\sqrt{1-\left(\frac{\xi}{\xi_0}\right)^2}\right]\left[\arccos\left(\frac{\eta}{\eta_0}\right) - \left(\frac{\eta}{\eta_0}\right)\sqrt{1-\left(\frac{\eta}{\eta_0}\right)^2}\right], \tag{3.115}$$

$$MTF_{aber}(\xi,\eta) \approx \left[1-\left(\frac{W_{rms}}{A}\right)^2\right]^2 \left[1-4\left(\frac{\xi}{\xi_0}-\frac{1}{2}\right)^2\right]\left[1-4\left(\frac{\eta}{\eta_0}-\frac{1}{2}\right)^2\right]. \tag{3.116}$$

Éste último MTF_{aber} fue propuesto por Shannon de forma empírica en 1985[80]. A partir de las consideraciones para analizar la MTF desde la función respuesta del sistema, las señales que se utilizan usualmente son dos: la señal cuadrada y la señal sinusoidal, ambas de periodo espacial decreciente. Por la forma en que responde el sistema las imágenes de éstas señales se atenúan de forma proporcional al aumento de la frecuencia espacial, por tanto para un valor critico la imagen pierde el contraste y la modulación de la señal se vuelve un factor DC. Si se define la modulación como la relación entre la componente AC respecto a su parte DC

$$M = \frac{A_{max}-A_{min}}{A_{max}+A_{min}}. \tag{3.117}$$

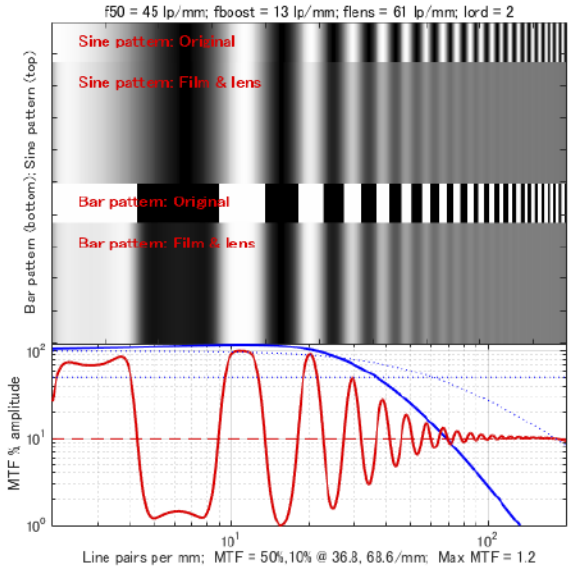
Cuando las amplitudes máximas y mínimas tienden al valor medio de la señal, la modulación se reduce y cae al valor promedio hasta lograrse confundir con la señal del ruido. La MTF asociada al sistema es la función envolvente que atenúa de una forma definida por el sistema la amplitud de la modulación AC de la señal para el rango de frecuencias vistas por el sistema. La MTF se define entonces como el cociente de la modulación AC de la señal original en relación a la modulación AC envuelta de la señal de salida, definiéndose como

$$MTF_{sys}(\xi) = \frac{M_{img}(\xi)}{M_{obj}}. \tag{3.118}$$

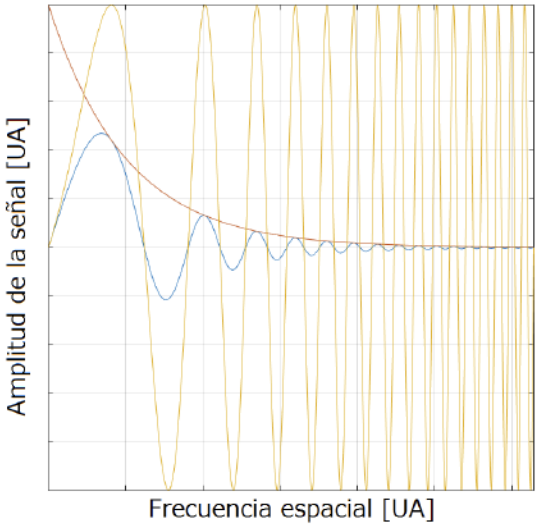
En la figura 3.23a se presenta una simulación de la transformación del nivel de modulación de un patrón binario periódico y una señal sinusoidal a través de un sistema finito y su detección en una fotofilmina de haluro de plata. La simulación se realiza a través del programa *MTFcurve2* creado por Norman Koren. En la figura 3.23b una representación de una señal tipo chirp que es modulada espacialmente por una función gaussiana decadente.

Desde el análisis de la MTF es posible discutir otros criterios de resolución que se utilizan en las ciencias de visión. El límite de resolución se define con el porcentaje de aceptación del valor de la respuesta del sistema, en el que se considera la fidelidad mínima con la que el sistema puede representar una señal. Usualmente se aceptan los porcentajes 50%,10% del valor de la MTF para diferentes aplicaciones desde la respuesta de fotofilminas, vídeo proyectores o sistemas ópticos.

La frecuencia correspondiente al valor del porcentaje será la frecuencia máxima de resolución con fiabilidad marginal. Valores inferiores al 10% se encuentran sobre el umbral del NEM (Noise-equivalent Modulation) por lo que el SNR (Signal-to-Noise Ratio) es bajo y no hay distinción entre el ruido y la señal debido a que el valor promedio de fluctuación del ruido empieza a aproximarse al valor promedio de la respuesta AC para ese nivel de señal. El límite de resolución en la señal óptica será $f_{cut} > f_{NEM} > f_{reso}$ menor que la frecuencia de corte y menor que la frecuencia del ruido. El sistema óptico. puede reconstruir componentes espaciales del objeto fielmente sólo hasta $f_{obj} \leq f_{reso}/2$, acorde el **teorema de Nyquist-Shannon**[81] pero se restringen por el sistema como:



(a) Respuesta de la MTF de un sistema de visión.



(b) Modulación en amplitud de una señal.

Figura 3.23: Ejemplos de la modulación en amplitud para frecuencias espaciales variables.

$$f_{obj} \leq \frac{f_{cam}}{2} \leq \frac{f_{reso}}{2}. \tag{3.119}$$

Por consiguiente frecuencias superiores a f_{reso} no se transmiten, frecuencias $0{,}5f_{reso} > f_{obj}$ se envuelven en el ancho de banda del sistema óptico (*aliasing*). Frecuencias $0{,}5f_{cam} < f_{obj} \leq 0{,}5f_{reso}$ se envuelven en el ancho de banda de la cámara. Por consiguiente el valor $0{,}5MTF_{sys}$ satisface entonces el criterio del muestreo para garantizar una representación adecuada del componente espacio-frecuencial del objeto respecto a la respuesta de la cámara. El límite $0{,}1MTF_{sys}$ puede manifestar mayor *aliasing* en la imagen, por lo que usualmente se incorporan filtros pasobanda electrónicos para compensar el submuestreo.

Con la discusión anterior en consideración, la medición del rendimiento del sistema óptico estará afectado por todos los sistemas intermedios qu hay entre la etapa óptica hasta la etapa de procesamiento, por lo que la respuesta que se analiza es el efecto colectivo que disminuye de forma representativa la respuesta actual de un sistema óptico. Para aproximar el comportamiento electro-óptico se discuten algunas técnicas de la medición de la MTF.

3.5.3 Técnicas para la evaluación de la calidad óptica

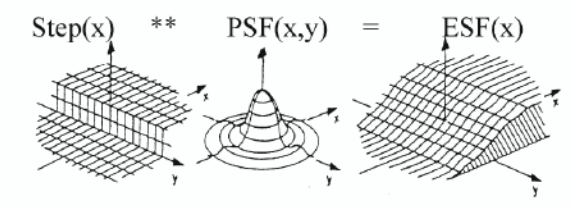
Sobre la **función de respuesta de borde**, otra herramienta para el análisis del sistema está en la respuesta ante un borde fino y continuo. En relación a las funciones discontinuas como el impulso de dirac para determinar la PSF, la **función step** provee de una gran composición espectral por la discontinuidad, permitiendo en gran medida estimular el ancho de banda del sistema para componer que está implícito en la imagen. Como campo óptico

para generar la función step se utiliza un borde fino iluminado homogéneamente, de tal forma que el cambio de contraste sea máximo y se genere un tipo de función step en la intensidad.

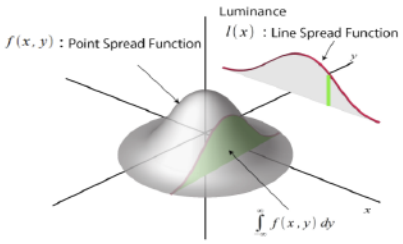
El método fue propuesto por inicialmente propuesto en 1963[82] en la evaluación de los gradientes de los bordes registrados en una imagen. En 1965[83] Berge Tatian propone una modificación en la obtención del SFR (**Spatial Frequency Response**)[84] para combinar los gradientes y la transformada de Fourier de una forma más efectiva de la señal con ancho de banda. Ésta método se describe a continuación para el análisis del registro una la imagen con borde fino, usualmente inclinado. Para obtener la función de respuesta ESF (**Edge Spread Function**) en diferentes inclinaciones. Cada ESF es el resultado de la convolución de la PSF con la función step asociada, definiéndose

$$ESF(x_1,y_1)=\iint_{-\infty}^{\infty} STEP(x_0)\,l(y_0)\,PSF(x_1-x_0,y_1-y_0)\,dx_0\,dy_0, \tag{3.120}$$

donde $l(y_0)$ es la línea de fuentes. La convolución de la PSF con la función en la dirección x produce un borde que contiene un área de integración debajo del perfil principal mientras que en la dirección y se produce la integración de la LSF (**Line Spread Function**), la cual es una proyección superpuesta de la PSF en la dirección transversal de la discontinuidad o también visto como integración de la imágenes de cada delta de fuente para toda la línea de iluminación[85]. La representación esquemática del proceso se presenta en la figura 3.24.



(a) La respuesta de borde de una señal cuadrada.



(b) La relación entre la PSF y la LSF.

Figura 3.24: Propiedades del análisis. Figuras: (a) *Jack D. Gaskill*; (b) *Silverhawk*

Como la convolución de la PSF con un impulso produce una imagen de la PSF, en una sola dirección de línea de impulsos, se produce una secuencia de PSFs en esa dirección. Ésta respuesta superpuesta define la LSF, que es la respuesta del sistema ante una fuente tipo línea. La operación es entonces una convolución de un valor constante en una dirección con la PSF, siendo equivalente a la integración constante de la proyección de la PSF en la dirección de la línea. Lo anterior entonces se representa matemáticamente en la ecuación 3.121;

$$\because\quad LSF(x_1,y_1)=\iint_{-\infty}^{\infty}\delta(x_0)\,l(y_0)\,PSF(x_1-x_0,y_1-y_0)\,\mathrm{d}x_0\mathrm{d}y_0\quad\therefore\quad LSF=\int_{-\infty}^{\infty}PSF\left(x,y'\right)\mathrm{d}y'. \tag{3.121}$$

La ESF se puede pensar entonces como una superposición de múltiples LSF, tal que cada

sección de la función *step* proyecta la LSF en el plano imagen, de tal forma que al superponer horizontalmente todas las imágenes, se obtiene el perfil de la ESF. La relación matemáticamente entre ambas funciones se encuentra en la definición de la función *step* como la integral de la función delta de Dirac, que permite escribir el estímulo de línea a una función *step*,

$$\because \quad STEP(x-a) = \int_{-\infty}^{x} \delta(x-a)\,\mathrm{d}x \therefore ESF(x) = \int_{-\infty}^{x} LSF\left(x'\right)\mathrm{d}x. \tag{3.122}$$

Por consiguiente para conocer la LSF desde la medición experimental de la ESF se invierte la relación a través de la derivación de la función

$$\therefore \quad \frac{d}{dx}\{ESF(x)\} = \frac{d}{dx}\int_{-\infty}^{x} LSF\left(x'\right)\mathrm{d}x \quad \therefore \quad \frac{d}{dx}\{ESF(x)\} = LSF(x). \tag{3.123}$$

Finalmente la LSF satisface la relación con la MTF del sistema como

$$MTF = \left|\frac{\int_{-\infty}^{\infty} LSF(x)e^{-i2\pi\xi x}dx}{\int_{-\infty}^{\infty} LSF(x)dx}\right| = \left|\frac{\mathcal{F}\left\{\frac{d}{dx}\{ESF(x)\}\right\}}{\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d}{dx}\{ESF(x)\}dx}\right| = \left|\frac{2\pi i\mathcal{F}\{ESF(x)\}}{norm\left\{ESF(x)'\right\}}\right|. \tag{3.124}$$

A través de las propiedades de la transformación de Fourier de una derivación en el espacio, es posible relacionar la transformada de la derivada de la ESF únicamente con su espectro, para generar la forma de la MTF. Es posible también representar la relación entre la PSF y la LTF de la forma[86]

$$PSF(r) = -\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d}{dx}\{LSF(x)\}\left[x^2 - r^2\right]^{-1/2}\mathrm{d}x. \tag{3.125}$$

El modelo discutido aplica directamente sobre un comportamiento matemático ideal, sin embargo en la medición experimental es importante destacar que los resultados generados por el modelo pueden variar drásticamente a la respuesta real, debido a los efectos del detector, el promedio de la señal, iluminación no uniforme, presencia del ruido de fondo en los datos, cambios en la continuidad de la imagen o datos no uniformes. De la misma manera, por la respuesta del sistema aberrado, dependiendo del IFOV de la imagen existen regiones de mejor a menor respuesta entre más externo al eje óptico. Por lo que la respuesta del método cambia acorde la sección de interés seleccionada. En los sistemas de FPA se considera una forma discreta de la LSF

$$LSF\left(x_j\right) = \sum_{j=1}^{M} PSF\left(x_j, y_j\right); ESF\left(x_j\right) = \sum_{j=1}^{M}\sum_{i=1}^{i} PSF\left(x_j, y_j\right). \tag{3.126}$$

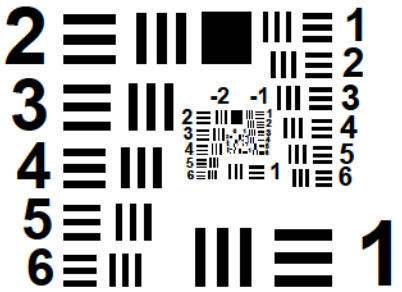
Otra de las técnicas utilizadas para la caracterización de la respuesta del sistema es a través de señales periódicas cuadradas de diferentes frecuencias espaciales. Éstas señales se incluyen en un **blanco (*target*) de resolución** para componer patrones espaciales que evalúan la función de atenuación acorde el incremento de la frecuencia del patrón. El

resultado se evalúa calculando el valor de la modulación para una frecuencia en particular.

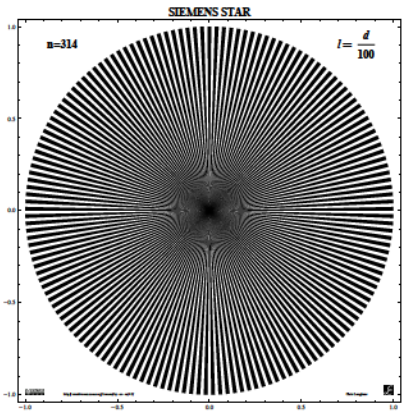
Uno de éstos blancos es el MIT-STD-150A conocido como el estándar de lentes de la fuerza aérea estadounidense (**USAF1951**) incorporada oficialmente en 1953. Basadas en las rendijas de Ronchi, se agrupan diferentes grupos de resolución desde el -2 hasta 7, cada uno con un elemento numerado 1 hasta 6. La combinación de grupos y elementos generan un mapa decreciente de diferentes frecuencias espaciales, y definen la capacidad de resolución como

$$R = 2^{\text{Group}+\left(\frac{Element-1}{6}\right)}. \tag{3.127}$$

El par elemento-grupo que puede resolver el sistema con un determinado valor de modulación, será la resolución espacial que puede resolver el sistema en la dirección vertical u horizontal. En la figura 3.25a se presenta un blanco de muestra de éste patrón.



(a) El blanco USAF 1951.



(b) El blanco tipo estrella de Siemens.

Figura 3.25: Blancos de resolución óptica. Figuras: (a) *takinami*; (b) *claclaclack*.

De forma similar a éste concepto, otro blanco convencional, llamado la **estrella de Siemens**, evalúa la resolución espacial con un patrón radial de rendijas que reducen angularmente su grosor hasta llegar al centro del blanco. El patrón define la resolución a partir de la expresión

$$R = \frac{1}{c} \quad | \quad c = 2\rho \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), \tag{3.128}$$

donde ρ es el radio donde se interceptan las líneas en la señal, θ es el ángulo de resolución del blanco y c es la longitud de cuerda de la línea. A diferencia del USAF1951, el patrón permite identificar asimetrías de la resolución, al observas variaciones de la señal en valores específicos de frecuencia. Cuales pueden ser inducidas por el *aliasing* o las aberraciones ópticas. En la figura 3.24b se presenta un ejemplo del blanco. Información Thorlabs[87].

Ambas medidas de resolución están medidas en ciclos de línea por milímetro [lp/mm]. Para transformar la medida en términos de resolución de imagen o en resolución angular, se puede escalar el valor a través de las focales del sistema de la forma siguiente[88]:

$$R_I = R\frac{D_s}{f_0}; \quad R_A = RD_s \quad | \quad D_s = \begin{cases} f_c & \text{con colimacion} \\ d_i & \text{sin colimacion,} \end{cases} \tag{3.129}$$

donde R_I es la resolución de imagen en ciclos espaciales respecto a la distancia del blanco, f_0 es la focal del sistema que se está evaluando, R_A es la resolución angular. D_s es la distancia que será la focal de colimación si se utiliza o en su defecto es la distancia del blanco al sistema.

Con la descripción de éstas técnicas de análisis concluye la línea temática principal del capítulo tres, que constituye las herramientas conceptuales para desarrollar las características del microscopio prototipo, y los análisis de imagen que se plantean en el capítulo cuatro. La siguiente sección finaliza el marco conceptual que se utiliza para presentar la configuración de elementos ópticos que componen el microscopio y el análisis en Zemax de los sistemas de iluminación que se proponen y la configuración del centro del microscopio.

3.6 El diseño óptico y la óptica geométrica

El **diseño óptico** es una herramienta para construir el armazón del concepto de la funcionalidad de un sistema óptico, permitiendo definir la configuración de los diferentes componentes ópticos para completar las especificaciones del propósito del sistema. A partir de una aproximación de tipo geométrica, los sistemas ópticos son analizados a través del trazado de rayos geométricos o reales que se transforman ante las propiedades de superficies, medios y espesores. Con la información de las trayectorias finales por el sistema se descompone la información del comportamiento óptico como el frente de onda geométrico, distorsiones o mapa de radiación.

La posibilidad de la variación de las propiedades del sistema de lentes permite la generación, optimización y caracterización de la respuesta más óptima para completar un modelo funcional que pueda ser manufacturado y ensamblado. La fortaleza del software de diseño óptico se orienta en la versatilidad de la variabilidad parametrizada de: Las características geométricas de un componente óptico, la descripción de los espacios objeto e imagen, las propiedades materiales-ópticas de los sustratos, recubrimientos o vidrios, definición de los modelos de iluminación y propiedades físicas de la luz.

A partir de la definición de un conjunto base de propiedades anteriores, el resto del sistema es parametrizado a cotas reales, para definir una función objetivo del sistema que se minimiza a través de un proceso iterado hasta satisfacer el grado fiabilidad del modelo, los requerimientos de rendimiento y tolerancias de fabricación. De ésta forma se plantea una metodología para la elaboración y refinación de nuevos sistemas ópticos comerciales o científicos.

Con un conjunto de elementos ópticos existentes, las propiedades geométricas y materiales son definidas. El diseño óptico en éste caso se utiliza para la configuración e integración de las posiciones y aperturas de los subsistemas ópticos, para tanto las distancias como los espacios objeto-imagen, adecuados para representar la funcionalidad definida con componentes

existentes. Bajo ésta metodología de componentes existentes, en ésta sección se presentan la definición conceptual de los elementos básicos en la construcción de un modelo de sistema óptico a partir del diseño óptico asistido por software.

Un sistema de formación de imagen es el resultado de la relación entre tres componentes: El sistema paraxial, la descripción de superficies y la definición del medio dispersivo. Cada componente está articulado de propiedades y características que permiten representar el medio material con el que la luz interactúa para controlar la transformación de la luz de una región del espacio a otra a partir de las relaciones de distancia entre los componentes, permitiendo evaluar la respuesta geométrica tanto en la formación de imagen como en el control de las trayectorias de luz. Permitiendo estudiar sistemas focales como afocales que estén en eje. En la figura 3.26 se presenta una estructura de los elementos básicos para construir el modelo geométrico:

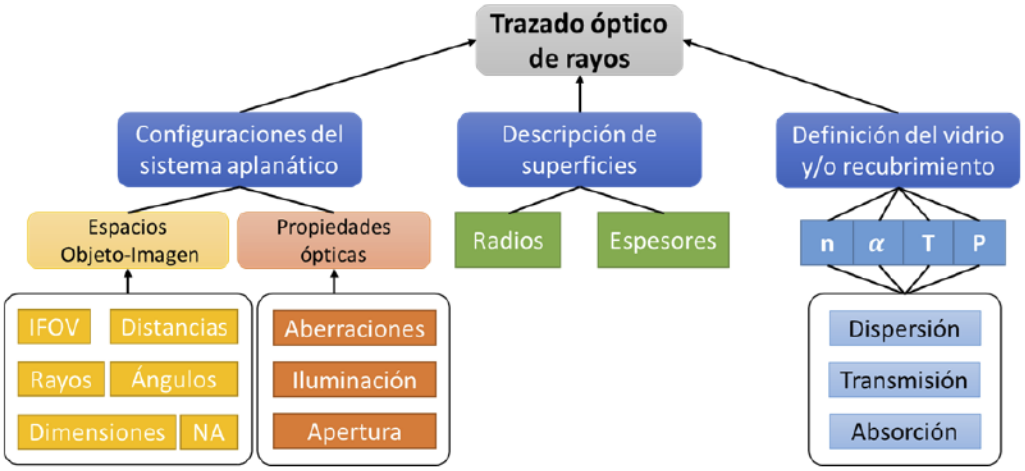


Figura 3.26: Esquema de procedimientos para el análisis del trazado de rayos.

El **trazado de rayos** se describe directamente sobre la transformación geométrica de intensidades, basándose en las relaciones altura-ángulo entre el espacio objeto y el espacio de salida a partir del cambio de medio descrito por la ley de refracción o el principio de Fermat, cual en la forma paraxial se expresa como

$$\because \quad n\sin\theta = n'\sin\theta' \quad \therefore \quad n\frac{y}{-t} = n'\frac{-h}{t'}. \tag{3.130}$$

A partir de la consideración paraxial geométrica de ángulos pequeños, se satisface $\sin(\theta) = y/d$ permitiendo plantear las ecuaciones elementales del trazado de rayos:

$$y' = y + u't', \tag{3.131}$$

$$n'u' = nu - y(n_2 - n_1)C_1, \tag{3.132}$$

donde y es la altura del objeto, u es el ángulo del rayo, t' es el espesor del componente y n el índice de refracción del medio. La notación prima de las variables representa el valor

transformado por la superficie. La relación 3.131 representa la transformación de altura y 3.132 representa la transformación angular que tiene dependencia de la invariancia de Abbe $(n_2 - n_1)C_1$ o la potencia dióptrica de la superficie. Los sistemas geométricos satisfacen las siguientes propiedades fundamentales[89]:

- La invariancia de Smith-Helmholtz, la relación altura-ángulo es constante para todas las superficies:
$$n'u'y' = nuy. \tag{3.133}$$

- El tercer coeficiente de la óptica de Gauss, el índice de refracción entre el espacio objeto e imagen:
$$\frac{f'}{f} = \frac{n'}{n}. \tag{3.134}$$

- La fórmula de elongación de Maxwell, la relación de magnificación axial y lateral:
$$\frac{dz'}{dz'} = \frac{n'}{n}\left(\frac{\mathrm{d}y'}{\mathrm{d}y}\right)^2_{Z=cte}. \tag{3.135}$$

- La condición del seno, el comportamiento angular entre las aperturas numéricas objeto e imagen:
$$\because \quad ny\sin\theta = n'y'\sin\theta' \quad \therefore \quad \frac{y'}{y} = \frac{n\sin\theta'}{n'\sin\theta} = M. \tag{3.136}$$

- La condición de Herschel, el comportamiento angular entre las aperturas numéricas objeto e imagen:
$$nz\sin^2(\theta/2) = n'z'\sin^2\left(\theta'/2\right). \tag{3.137}$$

- La invariancia Lagrangiana, la proporción de ángulo-altura entre el rayo principal y el rayo marginal:
$$n\bar{u}y = nu\bar{y}. \tag{3.138}$$

3.6.1 Partes de un sistema óptico

Los **sistemas ópticos** se pueden describirse a partir de parámetros y regiones que definen el espacio que puede transformarse y las zonas en que ocurre la transformación. Bajo ésta idea el sistema se puede desglosar en tres aspectos: Los puntos cardinales, que describen dónde ocurre la transformación por el sistema óptico y el medio. El campo, que define cuáles elementos serán transformados. Las pupilas que pueden cuánta cantidad de elementos se pueden transformar. La descripción de los tres aspectos definen las propiedades de primer

orden de formación de imagen propias para cada sistema. A continuación se describen los puntos cardinales ópticos.

Los **puntos cardinales** son una descripción meridional del sistema óptico en la que se identifican las partes en espacio donde la luz es afectada por el sistema óptico. Esto en general no define una posición en relación a un componente del sistema, sino a los puntos en que toda la luz es refractada por el sistema, tanto a la entrada como a la salida. Los puntos cardenales en general no guardan simetría con la configuración de los sistemas, y pueden estar incluso dentro de los componentes, de esta forma se simplifica la descripción de la disposición del sistema. Los puntos cardenales son:

- Puntos principales: El punto donde un rayo emergente no desviado es interceptado por un rayo refractado. La proyección sobre el punto al eje del sistema define el primer punto principal y su imagen el segundo punto principal. En cada punto está centrada una superficie principal que compone todos los puntos en que todos los rayos son refractados. La transición entre los planos principales satisface la conjugación de magnificación lateral unitaria positiva, tal que un rayo que entra a la primera superficie principal preserva su altura hasta que sale por la segunda superficie principal. Ésta descripción permite identificar la zona donde todos los rayos proyectados son refractados en la entrada y salida del sistema, Es decir el punto donde termina la refracción efectiva de todos los rayos a la entrada y el punto donde termina la refracción efectiva de todos los rayos a la salida.

- Puntos nodales: Son los puntos de conjugación que satisfacen una magnificación angular unitaria positiva. De forma similar a los puntos principales, los puntos nodales son la proyección al eje de las superficies nodales que describen en qué parte del espacio ocurre el cambio angular para todos los rayos debido a la refracción por el medio de salida respecto al medio de entrada. La transición entre superficies preserva la misma relación angular. Como caso particular cuando los medios antes y después del sistema son iguales, los puntos nodales coinciden.

- Puntos focales: El primer y segundo punto focal son los puntos del eje en donde todos los rayos que provienen del infinito se focalizan en un punto. El primer y segundo punto focal no son simétricos, acorde a la procedencia de los rayos desde el espacio objeto o imagen, los puntos focales pueden cambiar. Ésta descripción define el punto donde el efecto combinado del sistema captar la dirección de los rayos colimados en un único punto.

- La distancia focal efectiva es la distancia como resultado de la ubicación de los puntos principales tal que definen la distancia del primer punto principal al primer punto focal o del segundo punto principal hasta el segundo punto principal. De ésta forma la distancia es equivalente para cualquiera de los dos. La distancia focal efectiva define la distancia que deben recorrer todos los rayos después de haber sido refractados para llegar al punto de focalización en el eje

En el segundo aspecto que describe el sistema óptico, el campo está definido propiamente por el IFOV, el FFOV y el DOF, componiendo los elementos transversales y longitudinales que

pueden ser procesados por el sistema de forma efectiva. Dos parámetros permiten definir la composición del campo: La apertura numérica del espacio objeto NA y el ángulo del campo α. En relación al tamaño del objeto y las dimensiones de la apertura clara de la primera superficie es necesario compensar la proporción de la información que puede transmitirse, usualmente se utiliza una apertura de campo que permita reducir el IFOV que llega al sistema para que se compense la relación angular.

El diafragma de campo, genera en el sistema la ventana de entrada y la ventana de salida, proyecciones en el espacio imagen y objeto que definen la zona del campo que se resuelve.

El tercer aspecto corresponde a la pupila del sistema y propiamente definido por el diámetro de la apertura de parada y sus proyecciones en el espacio objeto. La apertura compone el ángulo de aceptación a través de la pupila de entrada y el ángulo de aceptación de imagen con la pupila de salida.

A través de las anteriores tres propiedades, se definen múltiples partes que describen las funciones del sistema óptico. En la figura 3.27 se presentan las **partes de un sistema óptico** compuesto por lentes y aperturas, que definen las partes del espacio objeto e imagen.

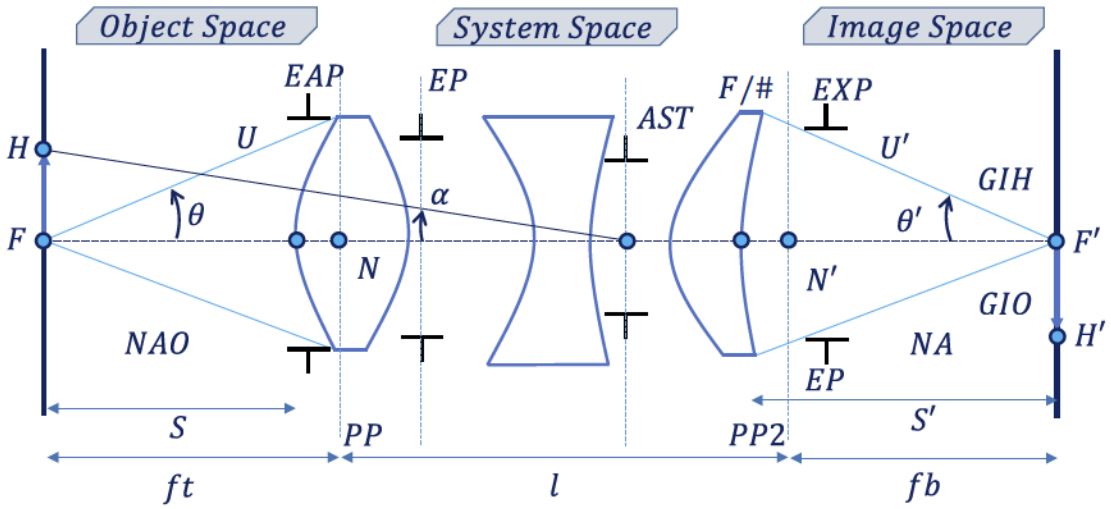


Figura 3.27: Un sistema compuesto convencional de lentes.

En las tablas 3.1-3.5 se describe la nomenclatura y la descripción para cada punto etiquetado en los esquemas. La notación prima de las variables indican ser un punto conjugado desde el espacio objeto, por lo que no se incluye en totalidad en la nomenclatura de las tablas.
En la figura 3.28 se presenta los puntos representativos asociados a la descripción óptica de las funciones del sistema. Las notaciones anteriores aplican también para éste esquema.

Distancias	
Parámetro	Descripción
Distancia objeto S	Distancia objeto al primer vértice
Distancia focal frontal FFL	Primera focal – Punto principal
Primera distancia focal F	Primera focal – Primer vértice
Distancia imagen S'	Distancia último vértice a la imagen
Distancia focal posterior BFL	Punto principal – Segunda focal
Segunda distancia focal F'	Último vértice – Segunda focal

Tabla 3.1: Parámetros de distancia.

Ángulos y Pendientes	
Parámetro	Descripción
Ángulo de campo α	IFOV por la altura del objeto
Ángulo de aceptación θ	Ángulo que recibe la pupila
Pendiente del Rayo m	Inclinación $\tan(\theta)$ de entrada

Tabla 3.2: Parámetros de inclinación.

Puntos cardinales	
Parámetro	Descripción
Punto focal frontal FP	Primer punto focal del sistema
Primer Punto Principal FPP	Punto que determina la refracción de todos los rayos
Primer Punto nodal N	Punto que corta la superficie nodal
Punto focal posterior FP'	Segundo punto focal del sistema
Segundo Punto Principal SPP'	Punto del final de traslación de la refracción
Segundo Punto nodal N'	Punto que corta la superficie nodal

Tabla 3.3: Puntos cardinales del sistema.

3.6.2 Descripción de aberraciones ópticas

Los **errores del frente de onda** son una descripción del comportamiento de la fase de un campo en virtud a la diferencia entre una superficie plana que se define como un frente de onda ideal y el frente real del campo. Las aberraciones constituyen una superficie de

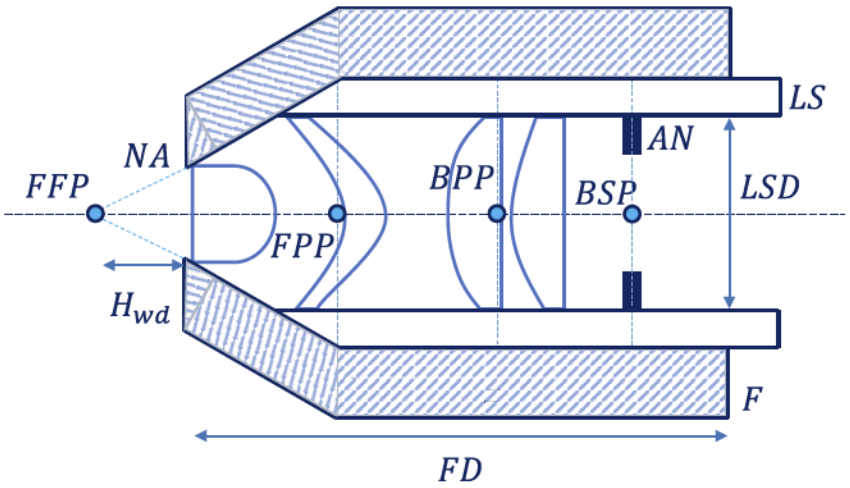


Figura 3.28: Un sistema de objetivo de microscopio.

Pupilas y Ventanas	
Parámetro	Descripción
Pupila de entrada ENP	Proyección del espacio objeto de la apertura
Pupila de salida EXP	Proyección del espacio imagen de la apertura
Venta de entrada ENW	Proyección del diafragma de campo en el objeto
Venta de salida EXW	Proyección del diafragma de campo en la imagen

Tabla 3.4: Proyecciones de las aperturas del sistema.

Características adicionales	
Parámetro	Descripción
f-Número $f/\#$	Relación de tamaño focal/apertura
Número de campo AN	Diámetro de la apertura de campo
Diámetro de apertura de parada LSD	Tamaño acotado por la apertura interna
Distancia de trabajo H_{wd}	Distancia máxima al plano objeto
Cuerpo del objetivo B	Estructura de soporte del conjunto.
Longitud de *Flange* FD	Punto que determina la refracción
Distancia parfocal PL	Separación del objeto en alcance el focal

Tabla 3.5: Parámetros de adicionales.

desplazamientos envueltos de fase que se suman al término global de la fase del campo, ocasionando que la intensidad se redistribuya de forma diferente, alterando la información que se transmite y la distribución original del campo óptico.

Las aberraciones surgen directamente por los retardos de fase incluidos en la interacción con un medio dispersivo o en medios reflectivos no uniformes mientras se propaga el campo. La forma del medio se imprime y en la propagación la energía se redistribuye en otras regiones, reduciendo la densidad de energía y su forma de radiación. En medios turbios, aleatorios o dinámicos la composición obtenida de fase ocasiona la destrucción parcial o total de la forma original de la señal.

En los sistemas ópticos las aberraciones son un factor relevante en la alteración del funcionamiento del sistema. Producido por errores de fabricación o por la forma propia de los componentes ópticos, la luz que se propaga en el sistema adquiere la información de fase como un efecto secundario, ocasionando alteración en la representación del objeto. Asimismo la dependencia del índice de refracción en la longitud de onda ocasiona corrimientos cromáticos por la imposibilidad de focalizar diferentes componentes temporales de la luz en un mismo punto, *i.e* dispersión anómala o normal, conllevan al cromatismo como un tipo de aberración.

En el análisis de los errores del frente de onda, Fritz Zernike formuló una base ortogonal polinomial en 1934[90] para la representación de la forma espacial de las diferentes aberraciones, tal que cada elemento de la base corresponde propiamente a la función de aberración respectiva. Los polinomios son derivados de los polinomios de Legendre en la descripción de la componente radial, para constituir los **polinomios de Zernike** Z_i, que se definen en el término de normalización N_n^m, la variación radial R_n y la componente angular del azimut principal Θ^m. Los índices n y m son la frecuencia radial y azimutal, respectivamente.

$$Z_i(\rho,\theta) = N_n^m R_n^{|m|}(\rho)\Theta^m(\theta); \tag{3.139}$$

$$N_n^m = \sqrt{\frac{2(n+1)}{1+\delta_{mn}}}; \tag{3.140}$$

$$R_n^{[m]}(\rho) = \sum_{s=0}^{n-|m|/2} \frac{(-1)^s (n-s)!\,\rho^{n-2s}}{s![(n+[m])/2-s]![(n-[m])/2-s]!}; \tag{3.141}$$

$$\Theta^m(\theta) = \begin{cases} \sqrt{2}Cos(|m|\theta) & | \quad m>0 \\ 1 & | \quad m=1 \\ -\sqrt{2}Sin(|m|\theta) & | \quad m<0, \end{cases} \tag{3.142}$$

donde (ρ,θ) son coordenadas polares, y el índice i representa el número del polinomio. La función pupila no únicamente representa la extensión del tamaño del sistema, sino que integra la información de fase propia del sistema. Si el sistema presenta aberraciones, se definen directamente sobre la función pupila y por ende altera las funciones de transferencia en los tres sistemas de coherencia, generando alteraciones sobre la capacidad de cada sistema en la transferencia de información. Además dependiendo el grado de aberración afecta la distancia efectiva en que la luz puede interactuar con otros elementos del campo, por lo que

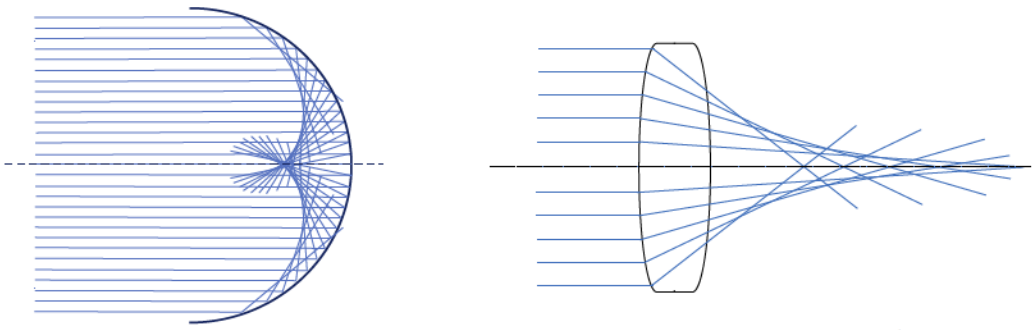
también altera el grado espectral de coherencia dentro del sistema óptico.

El análisis de las aberraciones tiene como propósito diagnosticar el error del frente de onda inducido por el sistema o por el medio, para lograr evaluar el rendimiento óptico actual o la distorsión por el medio. De ésta forma se procede a la compensación de las aberraciones, permitiendo llevar al límite de difracción la respuesta máxima del sistema.

Si es posible parametrizar la composición del frente de onda aberrado, es posible identificar con técnicas iterativas la fase asociada al sistema y la fase del objeto. Con la fase del sistema se puede generar un frente de onda por microespejos o por Moduladores Espaciales de Luz que sea equivalente a la aberración pero de magnitud opuesta, de tal forma que en la superposición de la información de fase se genere un frente de onda plano, y sólo esté presente la información del objeto. La distorsión en intensidad se reduce y la transmisión de frecuencias del sistema sea superior.

En el diseño de sistemas ópticos la consideración sobre los errores del frente de onda sea realiza a partir del análisis de los efectos de la transformación geométrica. En lugar de los efectos de distribución de intensidad por la dispersión luz-materia, el análisis geométrico aborda el comportamiento en la transformación de los rayos del sistema y sus trayectorias.

El error en la formación de imagen geométrica se debe a la dislocación de las coordenadas finales por el cambio angular de una superficie. Como en el caso del efecto de la caustica en una superficie curva, los rayos más cercanos al eje principal pueden converger a un punto focal pero los rayos entre más distantes convergen en puntos más distantes al foco. Como efecto únicamente geométrico los rayos que se refractan por superficies esféricas o en general las superficies cónicas, no logran focalizar en su totalidad en un punto y por ende la imagen se desenfoca o proyecta diferentes puntos focales efectivos. En la figura 3.29 se presenta el proceso geométrico en los sistemas reflectivos y refractivos de la **envolvente cáustica**.



(a) Cáustica en un espejo semicirular.

(b) Cáustica en una lente esférica.

Figura 3.29: Aberraciones geométricas axiales - Cáustica.

La aberración anterior se define como **aberración esférica**, como caso elemental de una aberración axial por el efecto de las superficies esféricas. En conjunto a las múltiples superficies del sistema de diferentes curvaturas con diferentes índices de refracción y de diferentes diámetros, la aberración geométrica que conlleva no es tan elemental como la esfericidad, y da lugar a otras aberraciones que modifican de forma distinta la imagen ideal descri-

ta por la paraxialidad. El grado de separación entre los rayos de referencia respecto a la transformación real define el grado y forma de aberración.

Las aberraciones geométricas se describen cuatro categorías: Aberraciones longitudinales, transversales, angulares y de frente de onda geométrico. Las aberraciones longitudinales y transversales son el resultado de las dislocaciones de las trayectorias en las proyecciones de los planos ortogonales y perpendiculares al eje óptico, respectivamente.

En el caso de la **aberración transversal** se analiza las distancias de los puntos proyectados en relación a los puntos contenidos en un plano imagen gaussiano de referencia. Las diferencias entre los puntos del plano configuran el mapa de dislocaciones de la imagen, y la relación dislocación-referencia define el comportamiento de la aberración. El análisis transversal se realiza a través del comportamiento sagital, la proyección de los rayos del eje horizontal, y del comportamiento tangencial, la proyección de los rayos del eje vertical, ambos sobre el plano imagen gaussiano. La proyección en la imagen puede resultar en puntos originalmente horizontales ser transformados en puntos verticales, por lo que existen las aberraciones tangenciales Δx y las aberraciones sagitales Δy, independientemente de la proyección sagital o tangencial[91]. En la figura 3.30 se presenta el análisis trasversal.

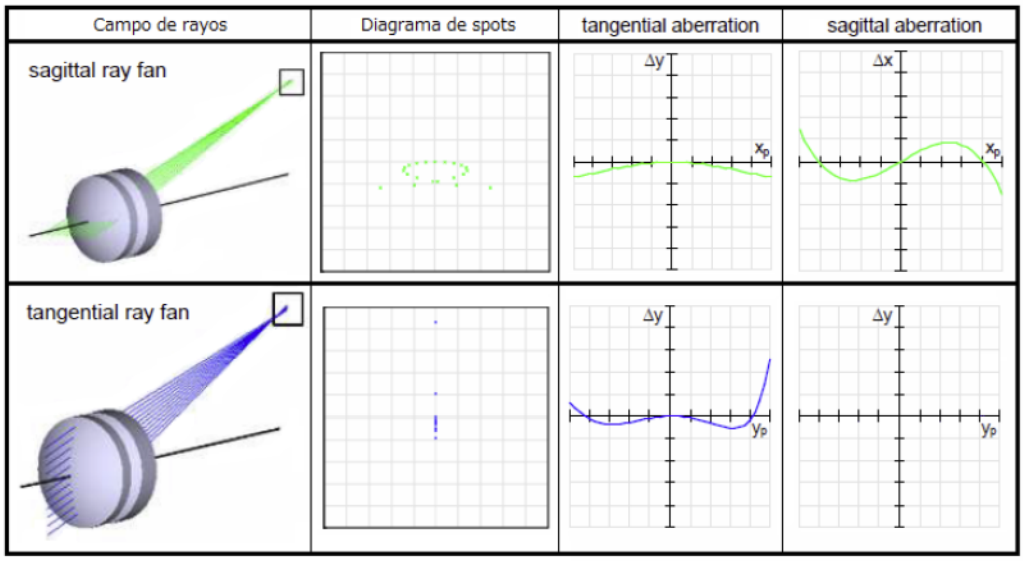
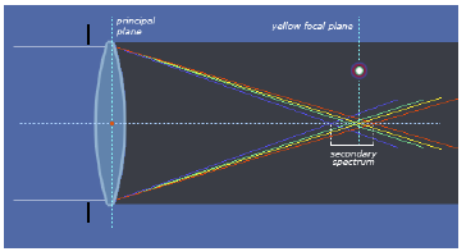
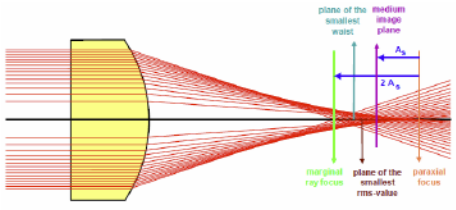


Figura 3.30: Diagrama de abanico de la pupila del sistema. Figura (Adaptación): *H. Gross*.

En el caso de las **aberraciones longitudinales** las distancias ΔZ son analizadas en relación a los puntos presentes en el plano gaussiano y su proyección en los planos previos y subsiguientes a éste. La aberración axial, determina la separación interplanar de la proyección de los diferentes puntos en cada plano aledaño al plano de referencia. De ésta forma se evalúa cuál es la distancia restante para que cada punto hubiese sido enfocado. En la imagen ideal, todos los puntos llegan enfocados de forma simultánea, pero en la aberración axial cada punto tiene una distancia asociada diferente para lograr el enfoque individual. Dependiendo del comportamiento general de éstas distancias se caracteriza su aberración propia. En general se pueden definir tres tipos de aberraciones axiales: Curvatura, esfericidad y cromaticidad axial[92]. En la figura 3.31 se presenta estos tres tipos de aberraciones:



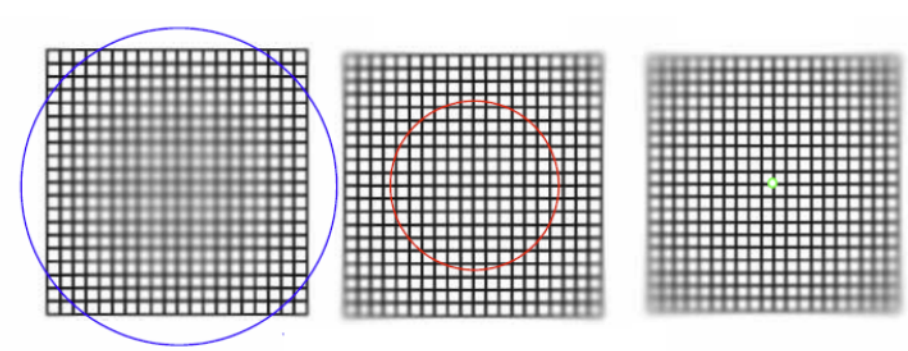
(a) Aberración cromática Axial.



(b) Aberración Esférica.

Figura 3.31: Aberraciones geométricas axiales. Figura: (a) *Bruce MacEvoy* (b) *H. Gross*.

La **cromaticidad** no es propiamente una aberración geométrica sino el resultado de la dependencia del índice de refracción en la longitud, debido a la dispersión atómica en cada componente frecuencial temporal de la luz, generando que cada longitud de onda tenga una focal propia, pero que se explica a través del comportamiento geométrico de los rayos. El resultado efectivo es una distribución espacial axial donde parte de la luz enfoca y está desenfocada. La aberración cromática posee también su análogo en la aberración transversal.



(a) Curvatura de campo y los puntos isofocales.

(b) La imagen curva en el plano imagen.

Figura 3.32: Los efectos de la curvatura de Petzval en la imagen. Figuras: *H. Gross*.

La curvatura o el radio de Petzval es una aberración sobre el pronunciamiento tipo parabólico de los rayos a causa de las potencias dióptricas de las múltiples superficies, ocasionando un sobre pronunciamiento tipo parabólico de la trayectoria final de los rayos, por lo tanto diferentes regiones llegan en distintos momentos al plano focal. En la figura 3.32 se presenta el efecto de la curvatura. El radio de Petzval se define como[93]:

$$\frac{1}{R_P} = n_k^{'} \sum_{j=1}^{k-1} \frac{\left(n_j - n_j^{'}\right) c_j}{n_j n_j^{'}}, \tag{3.143}$$

donde se suman las dioptrías para el j-esimo cambio de medio, indica e n_j es el índice de refracción del medio de entrada y $n_j^{'}$ el índice del medio de salida c_j es la curvatura de la superficie de entrada y n_k es el índice de la última superficie. Entre más dioptrías posea el sistema, más grande será la curvatura final, ocasionando la aberración axial mucho más

pronunciada. Cada punto de la región que se enfoca comparte una misma distancia axial, exhibiendo el efecto de "isocontornos focales", que describe regiones que poseen un mismo grado simétrico de enfoque.

A diferencia de la aberración esférica, los puntos de la imagen comparten una definición completa en la región cuyas distancias axiales sean equivalentes. En la aberración esférica, sólo una porción de todos los puntos está enfocada, mientras que las partes periféricas de cada punto son borrosas. En la figura 3.33 se compara la aberración esférica y de curvatura.

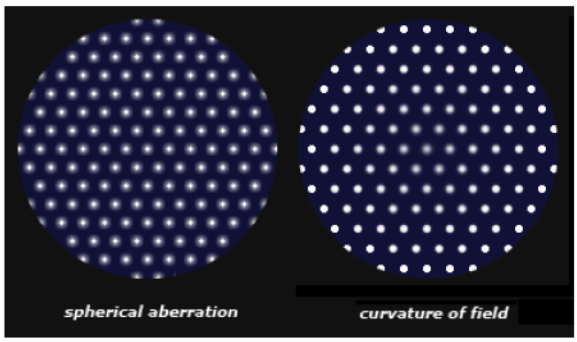
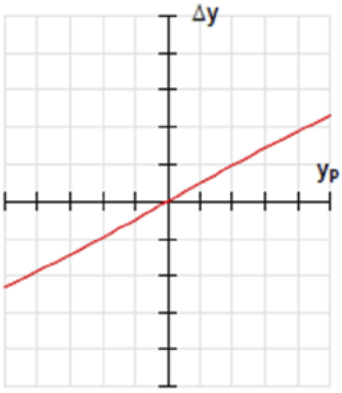
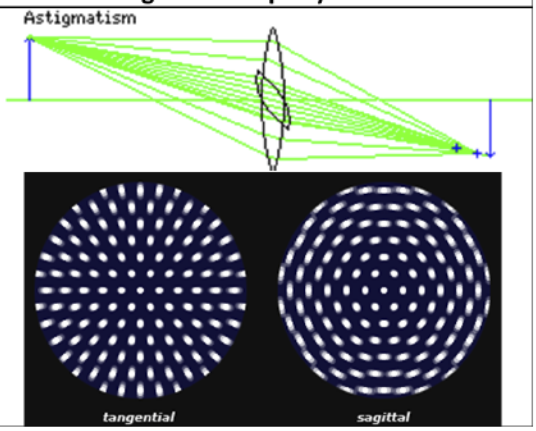


Figura 3.33: Diagrama de abanico de la pupila del sistema. Figuras: *Bruce MacEvoy*

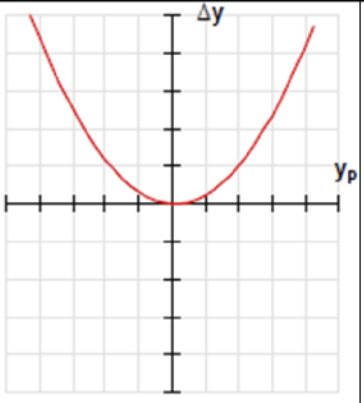
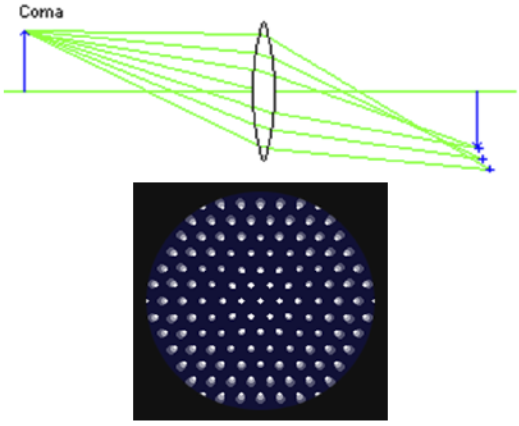
Las aberraciones tangenciales y sagitales son analizadas a partir de la expansión polinómica en series de Taylor, que describe las aberraciones de la pupila de salida en términos de las variaciones angulares y de altura de los puntos proyectados sobre el plano gaussiano. La forma funcional de la expansión en coordenadas polares se define como[94]:

$$W\left(x_0,\rho,\theta\right)=\sum_{j,m,n}^{\infty}W_{klm}x_0\rho l\cos^m\theta \quad | \quad k=2j+m; \quad l=2n+m. \tag{3.144}$$

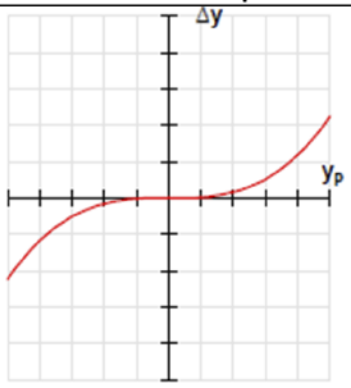
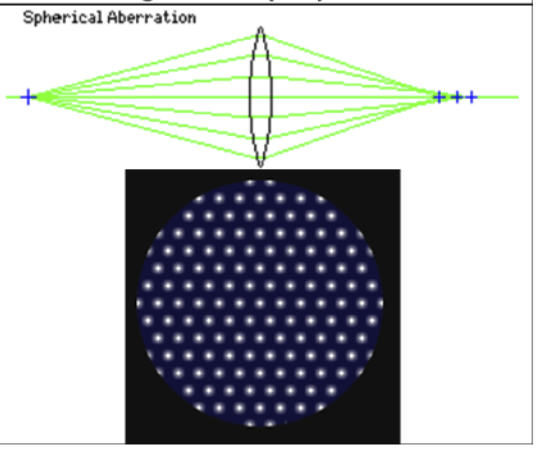
La descripción de las **aberraciones clásicas** se le atribuye al trabajo de Seidel en la representación de las aberraciones del sistema como la superposición de contribuciones de diferentes términos. Originalmente Seidel plantea las cinco aberraciones geométricas principales: Desenfoque lineal (Primer orden), Astigmatismo, Coma, Esfericidad, Curvatura (Tercer orden). Estos definen la expansión en serie de Taylor de la altura de la imagen, cuyos coeficientes definen el grado de la aberración. En las figuras 3.34a - 3.34e se presenta la descripción de cada aberración, en donde se incluye la representación gráfica del comportamiento de los rayos, el efecto en el mapa de *spot*, la dislocación del plano imagen y su forma algebraica.

Aberración	Dislocación en el plano	Diagrama de spot y trazado
Astigmatismo $W_{222} = Ax_0^2\rho\cos^2(\theta)$ Forma Característica: **Sagital** $3B_3s^2h\cos(\theta)$ **Tangencial** $B_3s^2h\sin(\theta)$		

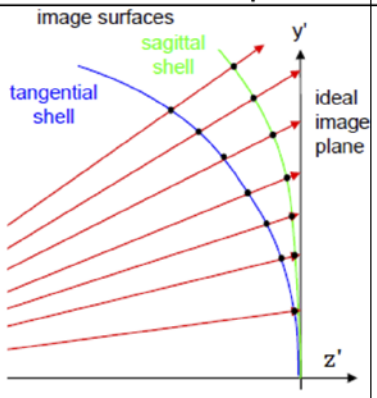
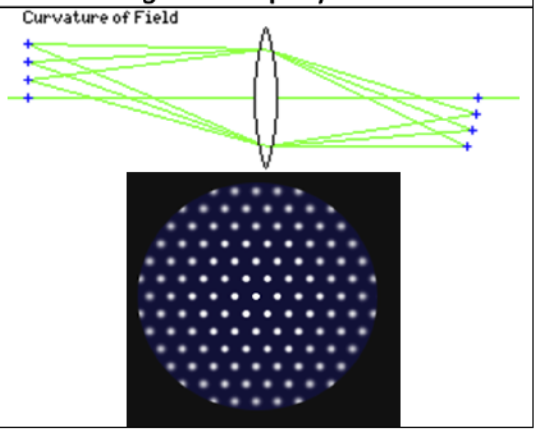
(a) El astigmatismo en la imagen geométrica.

Aberración	Dislocación en el plano	Diagrama de spot y trazado
Coma $W_{131} = Cx_0\rho^3\cos\theta$ Forma Característica: **Sagital** $B_2s^2h \times (\sin(2\theta))$ **Tangencial** $B_2s^2h(2 + \cos(2\theta))$		

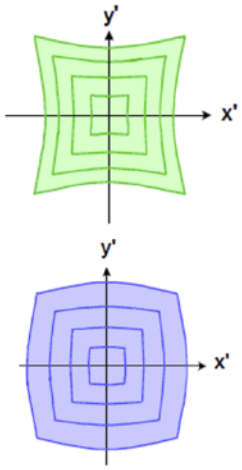
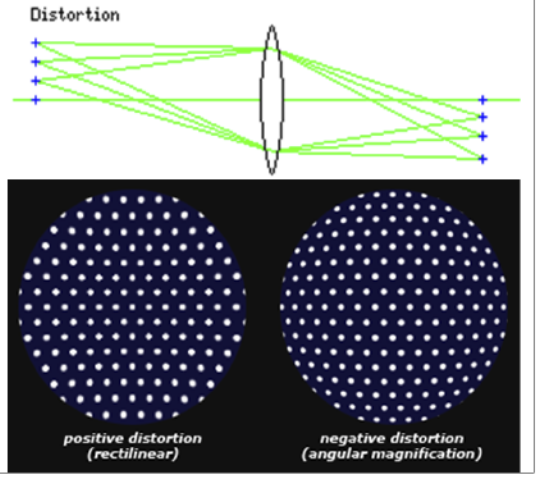
(b) La coma en la imagen geométrica.

Aberración	Dislocación en el plano	Diagrama de spot y trazado
Esférica $W_{040} = S\rho^4$ Forma Característica: **Sagital** $B_1s^3\sin(\theta)$ **Tangencial** $B_1s^3\cos(\theta)$		

(c) La esfericidad en la imagen geométrica.

Aberración	Dislocación en el plano	Diagrama de spot y trazado
Curvatura $W_{220} = Px_0^2\rho^2$ Forma Característica: **Sagital** $B_4 sh^2\cos(\theta)$ **Tangencial** $B_4 sh^2\sin(\theta)$		

(d) La curvatura en la imagen geométrica.

Aberración	Dislocación en el plano	Diagrama de spot y trazado
Distorsión $W_{311} = Dx_0^3\rho\cos\theta$ Forma Característica: **Sagital** — **Tangencial** $B_5 h^3$		

(e) La distorsión en la imagen geométrica.

Figura 3.34: Las aberraciones de Seidel en la respuesta geométrica del sistema óptico. La información algebraica y conceptual *J.C Wyant*[94], las funciones características *Sir. Hamilton*[95], Subfiguras: *H. Gross* (Dislocación del plano), *John J. G. Savard*, *Bruce MacEvoy* (Diagrama de *spot* y trazado).

Éste grupo de imágenes permitirán en la última sección discutir el comportamiento geométrico del sistema que se propone. El análisis a partir de éstas aberraciones se le define de tercer grado y compone las aberraciones clásicas primarias y componen el grupo de las aberraciones de Seidel. La imagen geométrica aberrada será la imagen gaussiana más la contribución de cada aberración ponderada al valor actual en el sistema. Cada superficie genera una contribución propia a las aberraciones de Seidel, por lo tanto la aberración final será la superposición de cada contribución y la suma entre entré estas.

En la etapa de evaluación dentro del diseño óptico las aberraciones de Seidel se consideran para estimar el rendimiento efectivo del sistema. Las otras aberraciones de primer orden *tilt*, *piston* y desenfoque se no consideran por tener una contribución efectiva en el sistema

en eje ya que describen cambios en la posición de la imagen y no la dislocación de la proyección. Puede ser compensada directamente en la relocalización de los componentes. Las aberraciones de quinto a séptimo orden representan las aberraciones secundarias y se utilizan en análisis particulares de la calidad óptica.

Bajo ésta idea, entre más similares sean las superficies del sistema, las contribuciones serán aditivas, pronunciando más el efecto de la aberración. El sistema ha de integrar diferentes superficies con diferentes propiedades para generar una compensación interna mientras satisface el propósito del diseño.

Sistemas extensos y diversos pueden conllevar a aberraciones más pronunciadas y más complicadas de compensar, en particular con la dependencia de la apertura numérica en las aberraciones de Seidel. El balance entre las dioptrías y aperturas permite la existencia de sistemas complejos y compensados, aunque propiamente el balance geométrico no puede materializarse en la misma proporción, y aún dentro del margen de tolerancia, permitiendo que las aberraciones se preservan a un grado más controlable. En la figura 3.35 se presenta una vista esquemática de las cuatro categorías de aberraciones geométricas, que describen la siguientes dos categorías.

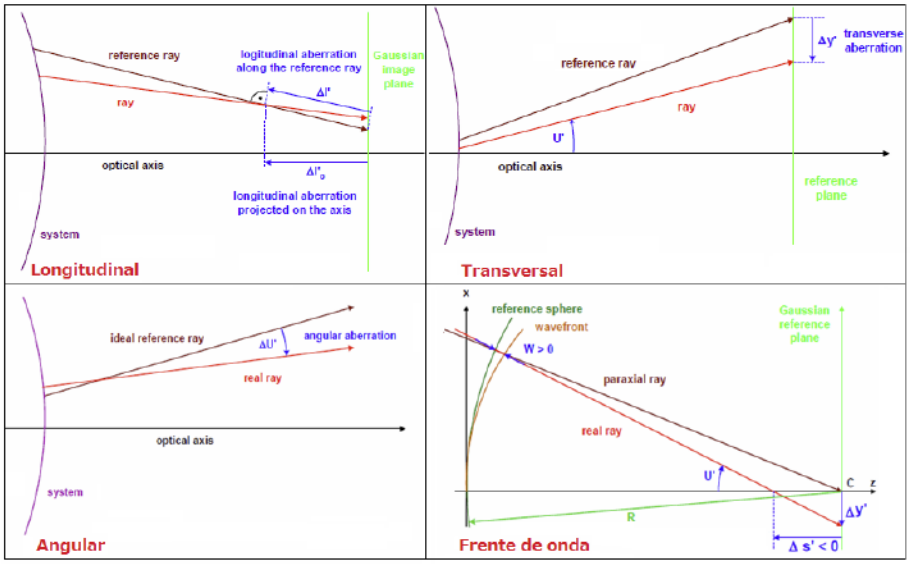


Figura 3.35: Las cuatro categorías de aberraciones geométricas. Figuras: *H. Gross*.

La tercera categoría de aberraciones geométricas corresponde a las **aberraciones angulares**. La desviación de un rayo a lo largo de su propagación conlleva al incremento angular de su trayectoria ocasionando la divergencia de la luz respecto a otros rayos. Principalmente en los sistemas de colimación con fuentes extendidas, la posibilidad de la colimación total se reduce al no poseer una emisión puntual, generando que un porcentaje de los rayos al refractarse no reciban completamente la potencia dióptrica suficiente, por lo que al propagarse diverge angularmente.

La separación angular entre un grupo de rayos colimados y la divergencia angular promedio define el grado de aberración angular. Usualmente la medida se realiza de forma axial al eje

de propagación de los rayos. Éste valor mide el nivel de esparcimiento de la luz y por ende la difusión de la densidad de luz en las regiones locales del grupo principal. Aunque no es de relevancia en la formación de imagen de sistemas simples, la aberración angular es un factor relevante en los sistemas de Relay y en la calidad de los colimadores.

La cuarta categoría corresponde a los **errores geométricos del frente de onda**. Medido a partir de la dislocación entre el centro de convergencia de una esfera gaussiana centrada en la imagen y el centro actual del frente de onda. La medición evalúa la separación entre la esfera y la superficie actual.

Éste análisis permite entender los cambios geométricos de la trayectoria de los rayos hacia el plano imagen y el margen aceptable de desviación del conjunto de los rayos. Éste análisis permite componer a través de la ley de Malus-Dupin la relación entre la superficie que intercepta el conjunto de rayos en un punto del eje, permitiendo componer el estado del frente de onda con los rayos.

Con el desarrollo temático abordado en la segunda mitad del capítulo tres, se estableció las propiedades y técnicas para la evaluación de sistemas ópticos, al igual que los conceptos de la óptica geométrica para introducir los análisis y esquemas derivados de la información del software Zemax para la configuración óptica del microscopio prototipo.

En lo abordado del documento desde el segundo capítulo hasta el tercero se ha formulado la estructura de las diferentes etapas del funcionamiento del microscopio, desde la etapa de iluminación hasta la detección, donde se ha detallado los procesos elementales para la operación y configuración de un microscopio, con la específica orientación en la coherencia debido a la naturaleza principio de operación de la microscopía óptica por transmisión de campo claro.

Con los desarrollos presentados en los dos capítulos se han constituido múltiples herramientas conceptuales independientes, pero se buscan enlazar para describir el funcionamiento en secuencia del microscopio desde el principio físico, las propiedades experimentales, los efectos ópticos, al igual que las partes que lo componen. De ésta forma se busca concebir y describir las condiciones que permitieron el planteamiento del microscopio y así mismo constituir un marco sólido conceptual elemental para la instrumentación, evaluación y mejora de éstos sistemas de microscopía.

Tras la discusión de ésta línea temática en coherencia y sistemas, culminan los dos ejes conceptuales principales del trabajo, que describen el funcionamiento secuencial de los procesos ópticos del microscopio. Con las suficientes herramientas abordadas para proponer un sistema funcional de microscopio, comienza la etapa del documento en la presentación de las características y capacidades para el microscopio.

El desarrollo de las últimas dos secciones de éste capítulo establece la configuración y adaptación de los elementos ópticos comerciales que articulan el sistema prototipo. Con la conclusión de la sección se abre el panorama evaluativo del rendimiento óptico alcanzado y las capacidades reales con la configuración propuesta. Ésta discusión se desarrollará en el capítulo cuatro. A continuación entonces el sistema prototipo.

3.7 Conceptos del microscopio prototipo

En lo transcurrido del capítulo tres y lo discutido en el capítulo dos, se han planteado los fundamentos teóricos para el entendimiento de tres discusiones: las propiedades de la coherencia a través de la iluminación y su impacto en los sistemas de formación de imagen, resolución y criterios de evaluación de la calidad electro-óptica en sistemas reales, y análisis de la óptica geométrica en el diseño y diagnóstico de sistemas ópticos.

El planteamiento y análisis de éstas discusiones parte de la necesidad de estructurar el funcionamiento del instrumento en relación a las etapas elementales de la operación que plantea: *qué se transforma*, *cómo se transforma*, *cuánto se transforma*, *dónde se transforma*, la información del objeto desde la iluminación hasta la detección.

Los sistemas de microscopía óptica en general son compuestos dos elementos: objetivos de microscopio y oculares, pero el funcionamiento de éstos tiene dependencia acorde el sistema de iluminación, como se ha planteado hasta el momento. Por consiguiente se puede ver el microscopio como un conjunto de tres subsistemas: Iluminación, magnificación y observación.

La intención principal con la propuesta no es revisar ni optimizar sistemas de microscopía en relación a la etapa de magnificación u observación. Estos dos sistemas para el alcance del trabajo se utilizan por las prestaciones nominales que ofrecen y principalmente para implementar un sistema elemental de microscopio en una configuración tipo comercial convencional sobre el cual evaluar el sistema de iluminación.

La apuesta del trabajo se centra en el diseño y configuración óptica que posibilite iluminar el espécimen con diferentes grados de coherencia, a partir de la integración de la iluminación láser, el PDSL, el ILPC; presentados en el capítulo dos, y la iluminación LED/Halógena. Cómo se discutió en la sección 3.3 el grado de coherencia se puede controlar con la apertura del condensador al reducir las interacciones mutuamente incoherentes, pero esto conlleva a una pérdida energética en la iluminación.

Al iluminar con fuentes que posean un definido grado de correlación espacial efectivo, no es necesario definirle al condensador el control de la coherencia, y de ésta manera solo la regulación de la apertura numérica de iluminación. Además de la posibilidad de reducir la pérdida energética en el control de la coherencia, la integración de distintos tipos de fuentes facilita la integración de diferentes técnicas in situ de procesamiento análogo-digital para incrementar las posibilidades del análisis de la información del espécimen, técnicas que no están presentes en la microscopía óptica convencional y que están apoyadas en la tecnología SLM de la óptica adaptativa, permitiendo desde la compensación de aberraciones, métodos iterativos o modulación de fase.Las capacidades del uso de la tecnología SLM en el procesamiento de la observación microscópica no hacen parte del alcance de éste trabajo, pero se proyecta como etapa posterior tras la culminación de los objetivos planteados para éste marco académico.

3.7.1 Los requerimientos de los proyectores de luz

El sistema de manejo de la iluminación para el uso de múltiples fuentes plantea dos requerimientos globales que derivan de disponer simultáneamente los sistemas de iluminación de cada fuente en una configuración de camino común con el que se pueda iluminar al espécimen, y la necesidad de una proyección invertida de la iluminación.

El sistema de microscopía que se busca implementar requiere una iluminación vertical desde la parte superior del objeto y proyectar su imagen hasta el SLM que está a una menor altura. Por éste motivo un sistema de periscopio doble se requiere para llevar la iluminación hasta la parte superior y luego proyectarla hasta el espécimen, transportando la imagen por el segundo periscopio. De ésta forma se configura un sistema tipo microscopio invertido con un camino común de iluminación que se limita al trayecto de los periscopios, por tanto las múltiples fuentes deben configurarse antes de llegar a la base del periscopio de iluminación para proyectar desde arriba todos los campos.

A partir del concepto de múltiples fuentes y sobre la imposibilidad de disponer simultáneamente los iluminadores directamente en el periscopio, la etapa de iluminación se separa en los procesos de proyección de cada fuente e iluminación *relay* del camino común, que se explican a continuación:

- En la etapa de proyección, cada tipo de fuente desde el nivel de la mesa tiene un sistema óptico que capta los campos extendidos de luz propios a partir de lentes esféricas de dioptrías altas. Cuando la divergencia del campo se compense, se focaliza para colimar la luz y proyectarla en eje hasta la iluminación *relay* en la base del primer periscopio.
- La etapa de iluminación *relay* consta de un único sistema focal ubicado en medio del periscopio de iluminación, que está configurado para tener el primer plano focal cercano a la superficie del primer espejo del periscopio. La luz proyectada desde las fuentes está aproximadamente colimada y con la imagen de la fuente virtual magnificada. Esta llega hasta éste espejo donde el sistema recolecta la luz incidente y la dirección hacia el diafragma de apertura del condensador, permitiendo el control de su la apertura numérica, y finalmente se proyecta hacia el espécimen.

De ésta forma los sistemas de proyección pueden compartir un mismo camino en la iluminación y disponer sistemas propios para controlar la cantidad de luz que se proyecta y el cono de divergencia. Esto sin embargo posee en parte el defecto del cromatismo debido al uso de lentes simples, por lo que existen múltiples planos focales para cada fuente y la iluminación se proyecta diferentemente sobre el espécimen, requiriendo un ajuste individual para cada tipo de fuente que se utilice.

Adicionalmente el uso de diferentes sistemas de iluminación conlleva propiamente a tener el sistema de formación de imagen no optimizado para cada proyector de luz, en particular por los efectos de divergencia, apodización y no uniformidad del campo, propios de cada subsistema como resultado de sus elementos ópticos en la iluminación; basados en lentes

simples, y los efectos en los mecanismos de la decorrelación/correlación propuestos para el PDLS y el ILPC, respectivamente.

Estas consideraciones para lograr maximizar el rendimiento de la etapa de magnificación y formación de imagen, para el diseño prototipo no se incluyen desde la iluminación. La prioridad de éste se centra en el control de las fuentes extendidas con el propósito de obtener sistemas con mayor capacidad de colección y proyección de luz, para mantener una adecuada densidad de energía a distancias mayores y solventar el problema de la colección tras el esparcimiento en el PDLS y la divergencia en el ILPC.

Por consiguiente el rendimiento de la etapa de formación de imagen dependerá de las prestaciones de los objetivos, la cantidad de luz que se logre proyectar y las aberraciones del sistema de formación imagen del espécimen. La eficiencia de iluminación dependerá del perfil de radiación que se forme en la base del periscopio, el cono de divergencia, las aberraciones propias de los proyectores y la cantidad de luz que el iluminador proyecte desde el periscopio.

Es relevante mencionar que aunque las aberraciones del sistema de iluminación no afectan la respuesta espectral del sistema de formación de imagen, pueden alterar la forma en que la luz se distribuye sobre el espécimen y la forma en que los rayos se proyectan sobre la apertura del objetivo, comprometiendo la eficiencia en la recolección de los órdenes difractados, desde la interpretación de Abbe, y perdiendo la información que puede captar el sistema. En medios inmersivos se puede compensar en cierto grado la desviación de los rayos.

Éste tipo de efecto se espera que sea más notorio en sistemas de gran apertura numérica con especímenes de baja aberración, donde las aberraciones serán más notorias a medida que se diste de la región axial. Si las aberraciones por como interactúa el espécimen con el campo de iluminación no son despreciables, se perderá igualmente información al evitar que los rayos desviados ingresen al sistema óptico.

Las altas dioptrías de los condensadores no compensados pueden conllevar al incremento de la curvatura de Petzval y a la esfericidad en grandes aperturas numéricas, ocasionando variación en la uniformidad que se proyecta sobre el espécimen, pero la desviación será en mayor medida por el cambio de índice y su estructura. En caso de tener desviaciones bajas, los rayos más externos al eje de la lente serán más propensos de abandonar rápidamente el eje óptico, por lo que la información que puedan llevar tras interactuar con el espécimen diverge antes de llegar a la apertura del objetivo. Para reducir éste efecto, los sistemas de condensación incorporan superficies asféricas.

Adicional a la separación de la etapa de iluminación, se mantiene el requerimiento de la iluminación multifuente en la preparación de los diferentes caminos para que entren conjuntamente sobre el camino común del periscopio. Éste sistema conjunto deriva de la idea de integrar múltiples fuentes mutuamente incoherentes que pueden componer un solo camino de iluminación. La idea elemental se presenta esquemáticamente en la figura 3.36.

El concepto de **cascada de cubos divisores** en eje permite integrar diferentes fuentes de luz en un mismo eje común a partir de la separación de energía luminosa que se refleja al eje de interés con un bajo índice de desviación por el cambio de medio. La también idea

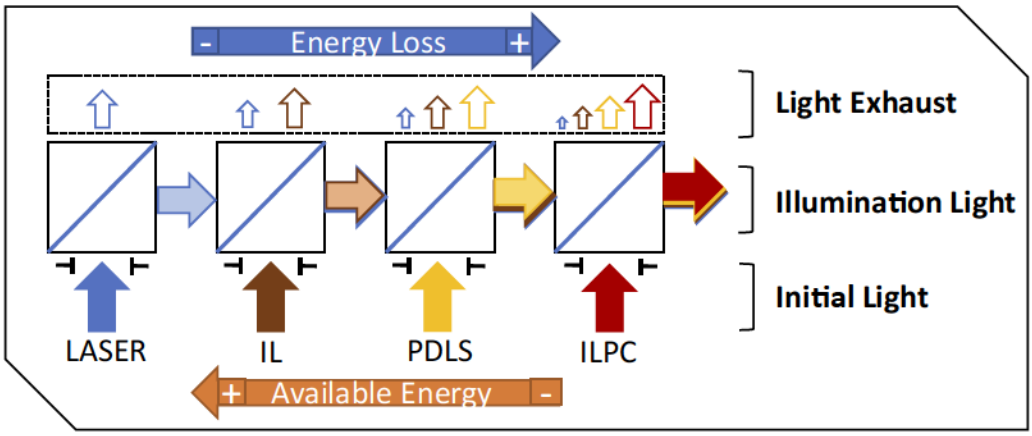


Figura 3.36: El concepto de iluminación por efecto cascada.

es alcanzable a través del acople en fibra óptica multicanal, pero ésta tecnología no está presente para la etapa prototipo.

La naturaleza bosónica (los fotones comparte tiempo y lugar simultáneamente) de la luz permite que todas las señales luminosas compartan el mismo el espacio sin cambio en el momento lineal, y al igual que la naturaleza mutuamente incoherente en la composición espectral junto a la separación espacial de los campos, permiten propagar diferentes fuentes de luz de forma axial al sistema de iluminación y sin interacción coherente.

La idea con el concepto anterior permite modificar la cantidad de luz emitida por cada fuente para lograr una reducción escalada de energía y compensar la cantidad de luz que las fuentes parcialmente coherentes pueden entregar en relación a las fuentes de mayor potencia. El efecto permite instalar las fuentes de mayor potencia al inicio de la secuencia e instalar las fuentes menores al final. La relación de intensidad que vería una fuente I_α desde la posición k en una secuencia de N cubos todos con un P porcentaje de reflexión y absorción a puede expresarse como:

$$\because \quad I_k = I_\alpha \prod_{n=1}^{N-k} (P_n - a_n) \quad \therefore \quad I_k = I_\alpha (P-a)^{N-k}. \tag{3.145}$$

Nótese que el índice k de la posición es un entero que inicia desde cero. La parte de la productoria define el caso general donde cada cubo posee un porcentaje de reflexión y absorción diferente. En el caso de tener solo un valor común de los porcentajes, se reduce a la potencia $N-k$ de la diferencia de porcentajes. Como consecuencia, entre mayor sea el número de cubos y a menor porcentaje de reflexión, la luz que se emite se reduce drásticamente.

Para que la secuencia tenga eficiencia se requiere que el porcentaje de reflexión sea mínimo de $P = 0{,}9$, para alcanzar en $N = 10$ una intensidad mínima de $I_0 = 0{,}35 I_\alpha$. Sin embargo en la disposición del laboratorio se disponen cubos de máximo $P = 0{,}7$, por lo que para $N = 4$ la intensidad mínima se reduce a $I_\alpha = 0{,}24 I_o$.

Ante ésta limitación el concepto se replantea para partir la iluminación en dos sistemas principales, la iluminación láser que configura el PDLS para que tengan en cascada un camino individual, y de forma similar desde la iluminación incoherente que incluye el ILPCS y la luz blanca. De ésta forma se reduce la atenuación original de k hasta únicamente $k/2$. Ésta adaptación permite mejorar la cantidad de luz que logra reflejarse, pero implica una etapa de sección mecánica a través de un espejo, configurando secuencialmente cuál iluminador se proyecta sobre el microscopio en el camino común. En la figura 3.37 se presenta la adaptación de la idea original.

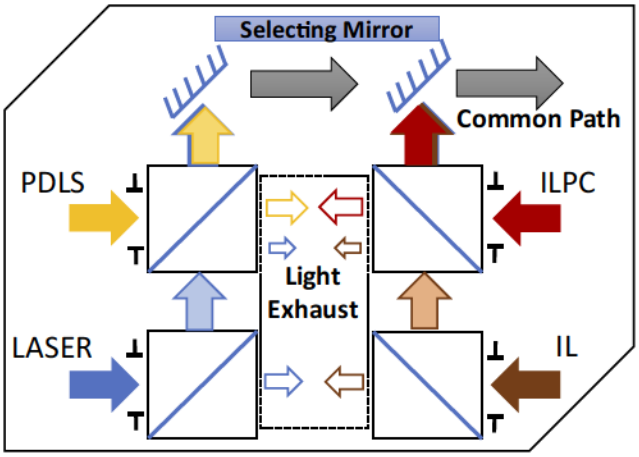


Figura 3.37: El concepto de iluminación por efecto cascada dividida.

Conforme a la discusión previa de los requerimientos, conceptos de diseño y efectos en los sistemas de iluminación y proyección, en las siguientes subsecciones se presenta las configuraciones de diferentes lentes comerciales para implementar cada subsistema para los diferentes tipos de fuente. El análisis del trazado de rayos en OpticStudio se incluye en la discusión para analizar las propiedades técnicas, capacidades y configuraciones de los múltiples subsistemas propuestos.

3.7.2 El sistema de proyección del PDLS

El Partially Decorrelated Laser Source (PDLS) o Decorrelación Parcial de Fuente Láser como se presentó en el capítulo dos, es un sistema que se basa en las ventanas dinámicas aleatorias del campo, para producir una distribución coherente de luz con una respuesta coherente menos extensa, principalmente para compensar los efectos coherentes en la difracción e interferencia a través de la reducción del tiempo efectivo de coherencia de la fuente original.

El uso de difusores a una tasa dinámica de variación genera fluctuaciones espaciales en la componente de fase global del campo, permitiendo que diferentes puntos de éste adquieran aleatoriamente distintos caminos ópticos a una velocidad inferior a las fluctuaciones atómicas de emisión espontánea, es decir que la variación de la fase inicial de la cavidad del láser no es tan rápida como para generar un campo incoherente, pero lo suficientemente rápida en el

tiempo para volver cambiar la fase inicial en periodos constantes de tiempo, evidenciando en la existencia del speckle.

Los cambios se traducen en la posibilidad de reducir las interacciones coherentes promedio al generar una distancia de separación efectiva en diferentes momentos del ensamble. En un punto r_0 del espacio y posterior al cambio de fase, un campo emitido $U_1(r_0)$ en un tiempo t_1 estará adelantado o atrasado espacialmente respecto a otro campo $U_0(r_0)$ emitido anteriormente en t_0. El valor esperado de ensamble en cada punto del espacio produce un campo efectivo que contiene un retraso promedio general por cada difusor.

Cada punto del difusor para cualquier valor de tiempo sigue la distribución de rugosidad por el teorema del límite central en cada difusor. La distribución de probabilidad será diferente entre difusores y por consiguiente la fase promedio adquirida por tanto cada punto del campo efectivo tendrá una variación constante de fase y la cual es proporcional a la distribución de rugosidad.

Los cambios del valor de fase instantáneo implican que cada punto ha recorrido un camino óptico diferente que puede ser menor, mayor o igual al tiempo de coherencia espectral, por consiguiente existe la probabilidad del campo efectivo pueda interactuar con otro campo dentro del margen del tiempo de coherencia y el retardo promedio inducido, evaluándose en la correlación de segundo orden.

Dado a que la tasa de variación es menor a la emisión espontánea la correlación del campo será lo suficientemente alta para interactuar a distancias mayores en comparación a la luz incoherente pero mucho menor que la coherencia original. El efecto estará vinculado al tiempo de emisión y absorción entre nodos dispersores atómicos del difusor y la densidad de éste medio.

Los difusores además de inducir retardos aleatorios, son superficies generalmente lambertianas, alterando la radiancia original del haz que incide. Al ser un medio de esparcimiento energético ocasiona la reducción de la densidad de energía por ángulo sólido generando una distribución polar más uniforme de energía e incrementando el cono de luz, a razón del cambio elástico de momento lineal.

El crecimiento del cono de la luz genera la divergencia fotométrica por lo que la captura de luz es necesaria para introducir la fase aleatoria y mantener una densidad suficiente para iluminar. La idea de colección de luz en el PDLS surge tras evaluar dos estrategias. La primera estrategia considera que la luz se disperse por completo en los tres difusores para luego colectar. En ésta situación, el ángulo de esparcimiento de la luz es mucho mayor al final del último difusor que el ángulo inicial en el primer difusor, producto de la suma angular de cada esparcimiento. La luz diverge más fácil y solo la parte axial del campo esparcido puede ser controlada. Para lograr compensar el sistema se requieren lentes de gran curvatura y apertura para lograr reducir la pendiente del cono y captar luz.

La segunda estrategia plantea segmentar la etapa de esparcimiento e incluir la colección parcial de luz de forma secuenciada para cada difusor. De ésta forma las dioptrías necesarias para hacer converger las pendientes individuales son menores y se garantiza recuperar desde antes la mayor cantidad de luz. Ésta estrategia plantea un sistema de lentes de campo que

transporten secuencialmente los rayos esparcidos entre difusores. A partir de ésta idea se configura un sistema de *relay* que se presenta esquemáticamente en la figura 3.38:

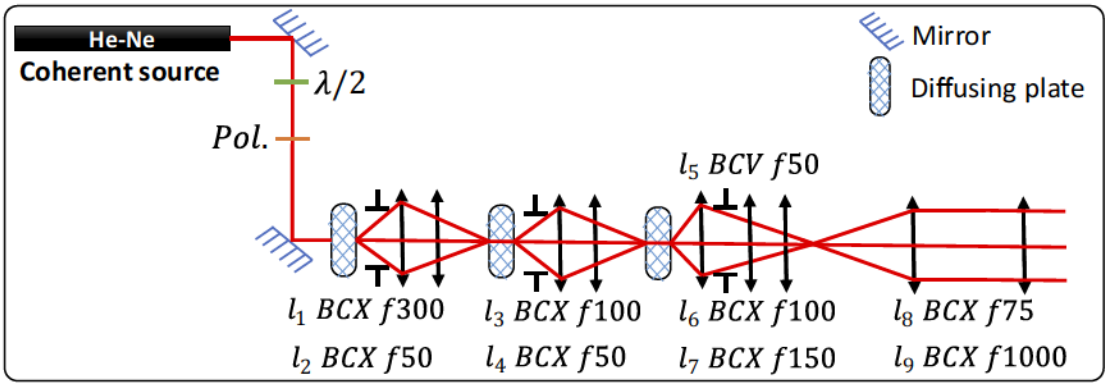


Figura 3.38: El concepto del iluminador del PDLS.

La fuente del sistema es una cavidad láser de He-Ne en $632{,}8nm$ de $20mw$ que proyecta un fino *spot* colimado y de polarización vertical que incide sobre el primer difusor. Las lentes que componen el sistema de colección se seleccionaron para tener una apertura clara de $40mm$ que abarca gran parte del cono de emisión con dioptrías suficientes para converger la luz a la distancia del siguiente **rotador** utilizando dobletes no cementados N-BK7, para componer una focal efectiva definida como

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2}, \tag{3.146}$$

donde f_1 y f_2 son las focales individuales y d es la distancia de separación. El primer doblete está compuesto por focales de 50 y $300mm$ y separado a una distancia de $14mm$ una focal efectiva de $44{,}64mm$ y ubicado a una distancia de $90mm$ del primer difusor. Sobre el punto de enfoque se instala el segundo difusor.

El cono de luz esparcido es recibido por el segundo doblete de lentes 100 y $50mm$ con una focal efectiva de $36{,}76mm$ y proyecta a la distancia de $97mm$ al tercer difusor. El último colector está compuesto del tercer doblete de focal efectiva de $63{,}55mm$ y una lente de $50mm$ cercano al rotador, para generar una rápida convergencia y generar una zona de mayor densidad a la que se refiere como la fuente virtual del PDLS.

Éste punto de mayor densidad es colimado con una lente simple de $75mm$, produciendo una distribución de energía que se proyecta sobre el primer espejo del periscopio a $820mm$ de distancia. Para apoyar la convergencia se utiliza una lente de $1000mm$ que tiene baja dioptría pero permite que la luz se propague levemente en convergencia.

Adicionalmente el sistema incorpora a la salida de la cavidad láser de una lámina $\lambda/2$ y un polarizador para ajustar el estado de polarización inicial permitiendo orientar la polarización de entrada del SLM o para cambiar la polarización con que se ilumina el espécimen. La ubicación de estos elementos está antes de los difusores para evitar la pérdida de energía por la apertura reducida que poseen en relación al ángulo de esparcimiento.

Sin embargo, esto conlleva a que la luz que incide sobre los difusores puede experimentar un grado despolarización, por la naturaleza levemente birrefringente de éstas superficies. En general en las pruebas de modulación presentadas en el capítulo dos no fueron afectadas por éste efecto, por lo que se asume un bajo grado de despolarización, pero es un factor a considerar en el caso de requerir con precisión un estado particular de polarización.

En el siguiente esquema se presenta la vista esquemática en OpticStudio, con el que se discute las propiedades del trazado de rayos y las características de los campos de visión que acepta la configuración, a partir de la figura 3.39.

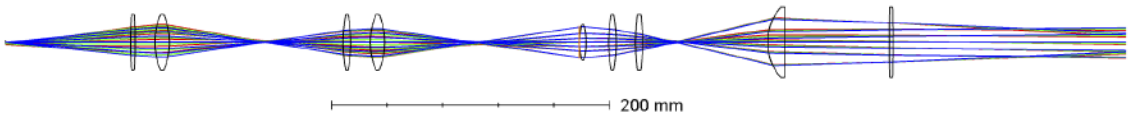


Figura 3.39: La configuración del iluminador del PDLS. Longitud axial = 1458,62mm.

El **modelo de apertura** utilizado es por pupila de entrada de diámetro 4mm, cual permite definir el campo máx extenso que puede ser colimado Los colores de la figura representan diferentes los ángulos de campo, donde azul es el campo central, verde segundo campo a 2,5° y rojo 5,0°. La lista de superficies de éste proyector se presenta en la figura 3.40. El sistema procesa dos campos de luz en la etapa de recolección de luz y colimación, definidos por la lente de 1″ ubicada en el tercer lóbulo de los rayos.

	Surf:Type		Comment	Radius		Thickness		Material	Coating	Semi-Diameter		Chip Zone	Mech Semi-Dia	Conic	TCE x 1E-6
0	OBJECT	Standard		Infinity		90,000				1,708		0,000	1,708	0,0...	0,000
1	(aper)	Standard	Doublet A - f300	310,800		3,500		N-BK7		20,000	U	0,000	20,000	0,0...	-
2	(aper)	Standard		-310,800	P	14,000				20,000	P	0,000	20,000	0,0...	0,000
3	(aper)	Standard	Doublet A - f50	51,000		10,500		N-BK7		20,000	P	0,000	20,000	0,0...	-
4	(aper)	Standard		-51,000	P	125,000				20,000	P	0,000	20,000	0,0...	0,000
5	(aper)	Standard	Doublet B - f100	103,360		5,500		N-BK7		20,000	P	0,000	20,000	0,0...	-
6	(aper)	Standard		-103,360	P	14,000				20,000	P	0,000	20,000	0,0...	0,000
7	(aper)	Standard	Doublet B - f50	51,000	P	10,500	P	N-BK7		20,000	P	0,000	20,000	0,0...	-
8	(aper)	Standard		-51,000	P	140,000				20,000	P	0,000	20,000	0,0...	0,000
9	STOP (aper)	Standard		Infinity		0,000				10,924		0,000	12,000	0,0...	0,000
10	(aper)	Standard	Gathering - f50	50,080		5,000		N-BK7		12,700	U	0,000	12,700	0,0...	-
11	(aper)	Standard		-50,080	P	16,000				12,700	P	0,000	12,700	0,0...	0,000
12	(aper)	Standard	Doublet C - f100	103,360	P	5,500	P	N-BK7		20,000	P	0,000	20,000	0,0...	-
13	(aper)	Standard		-103,360	P	14,000				20,000	P	0,000	20,000	0,0...	0,000
14	(aper)	Standard	Doublet C - f150	155,040		5,000		N-BK7		20,000	P	0,000	20,000	0,0...	-
15	(aper)	Standard		-155,040	P	90,000				20,000	P	0,000	20,000	0,0...	0,000
16	(aper)	Standard	Collimating Lens - f75	38,630		12,520		N-BK7		25,400	U	0,000	25,400	0,0...	-
17	(aper)	Standard		Infinity		75,000				25,400	P	0,000	25,400	0,0...	0,000
18	(aper)	Standard	Projection Lens - f1000	1029,500		2,600		N-BK7		25,400	U	0,000	25,400	0,0...	-
19	(aper)	Standard		-1029,500	P	820,000				25,400	P	0,000	25,400	0,0...	0,000
20	IMAGE	Standard		Infinity		-				32,952		0,000	32,952	0,0...	0,000

Figura 3.40: Lista de superficies del sistema PDLS.

Ésta lente se define en la superficie 10, limita el tamaño del campo permitiendo pasar todos los rayos no inferiores e iguales al cono de 5,0° desde la posición del primer difusor. Los rayos de campos más amplios pueden ingresar de forma parcial, pero éstos en la etapa de colimación divergen rápidamente, por consiguiente ésta lente controla los rayos que el sistema puede proyectar.

Al incrementar el tamaño de la pupila, los rayos que ingresan son recolectados parcialmente por el grado de divergencia de los campos antes de la tercera unidad de recolección, Los rayos recolectados por la lente de $1''$ son mayoritariamente periféricos al eje de la lente de colimación de $2''$, por lo que divergen del grupo principal de rayos, como resultado de la esfericidad que induce la lente, focalizando los rayos meridianos marginales en una imagen de fuente virtual intermedia que diverge en el espacio. Éste efecto se puede ver en el diagrama de *spot* del plano de recepción, presentado en la figura 3.41

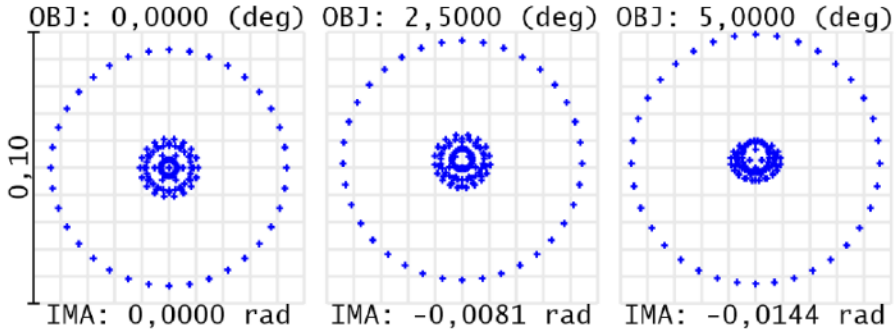


Figura 3.41: Diagrama de *spot* del sistema. RMS: 0,024, 0,024, 0,025.

El anillo de rayos externos al grupo principal corresponde a los rayos más marginales que ingresan a la lente de colimación. Un efecto adicional que se observa es la curvatura de campo, que se genera por la separación del eje de proyección. Por tanto los rayos de campos extendidos tendrán ésta asimetría vertical, ya que éste sistema no posee la capacidad de ser telecéntrico. La escala del gráfico está medida respecto al rayo principal.

El campo proyectado define un grupo de rayos que se mantiene aproximadamente paralelo al eje propagación, cual diverge lentamente antes de llegar a la base del periscopio. Los rayos que superan un *spot* de una pulgada, son cortados por el periscopio, ocasionando que no todo el campo pueda ser utilizado en la iluminación. Adicionalmente la configuración de las distancias de la lente de $1''$ del tercer colector genera alteraciones en las magnificaciones locales debido a que ésta lente funciona como una apertura de parada frontal para el doblete de colección, conllevando a la distorsión tipo barrilete, como se evidencia en el **análisis de distorsión** de la figura 3.42.

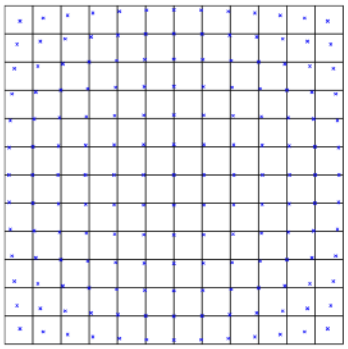


Figura 3.42: Distorsión simétrica de campo del PDLS: 7,08°. Distorsión máxima: 9,07 %.

El sistema ésta pensado para ser afocal, por lo que las aberraciones del sistema afecten la distribución de energía del campo, para evaluar éstos efectos, en particular por el truncamiento en la base del periscopio se observa las aberraciones en el plano de salida. En la figura 3.43 se presenta el comportamiento sagital y tangencial de la expansión de Taylor de tercer grado.

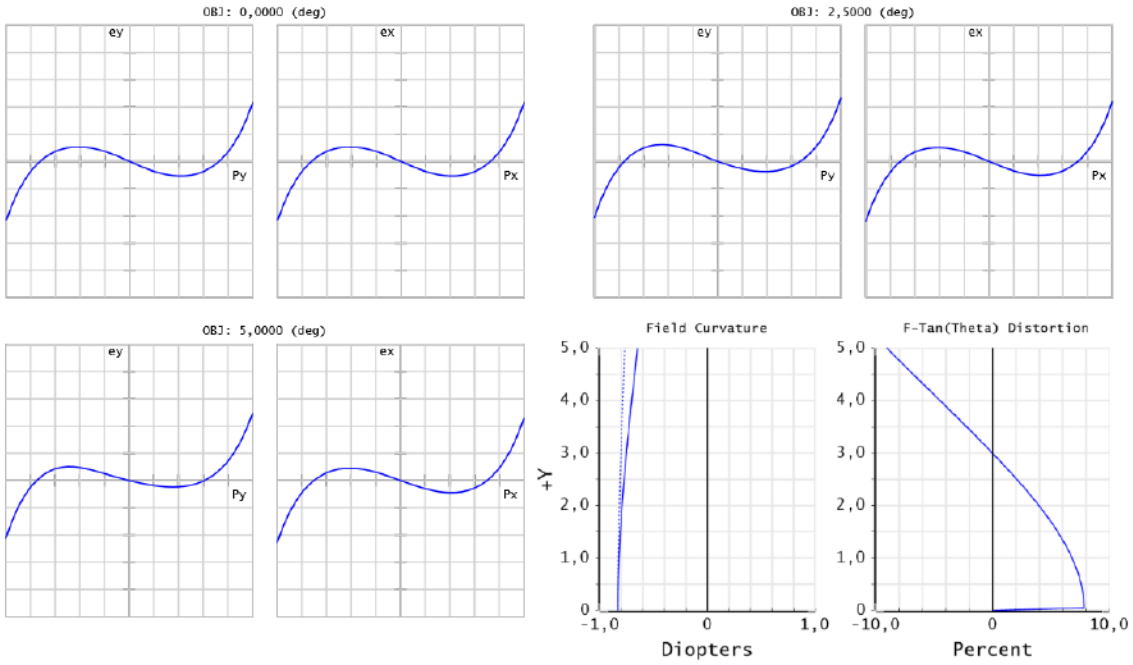


Figura 3.43: Las aberraciones geométricas en el sistema del PDLS. Escala máxima: $0{,}1rad$

Las figura se segmenta en cuatro bloques, de los cuales los dos en la primera fila y el primero de la segunda fila son las dislocaciones del campo, donde el primero de cada bloque corresponde al comportamiento tangencial (Δy) y el segundo la respuesta sagital (Δx). El cuarto bloque presenta el comportamiento de la curvatura y distorsión de campo.

Acorde el comportamiento de la dislocación , el polinomio que se describe es de tercer grado por lo que corresponde a una esfericidad-comática axial simétrica en ambos ejes, que ocasiona que el campo esté desplazado axialmente tal que los rayos divergen al pronunciamiento del frente de onda. De la misma manera puede presentar efectos de no uniformidad de la densidad de energía que entrega el campo en regiones de mayor concentración de energía con un tipo de apodización gaussiana.

Para el diagnóstico de las superficies y sus efectos en la aberración, se presenta en la figura 3.44 el **diagrama de Seidel**. El diagrama describe la magnitud de los coeficientes de expansión de las cinco aberraciones por contribución individual de cada superficie. Finalmente se evalúa la superposición y el grado de aberración nominal.

La superficie de mayor contribución está en la cuarta superficie, que corresponde al primer colector, como se esperaba de las altas dioptrías del doblete. El comportamiento del sistema genera contribuciones aditivas que incrementan el pronunciamiento de las aberraciones en los rayos. La respuesta nominal es un la aberración esférica con un grado comático-

astigmatico similar. Como se espera del sistema, el objetivo de éste es capturar la mayor cantidad de luz posible por lo que la calidad óptica es reducida.

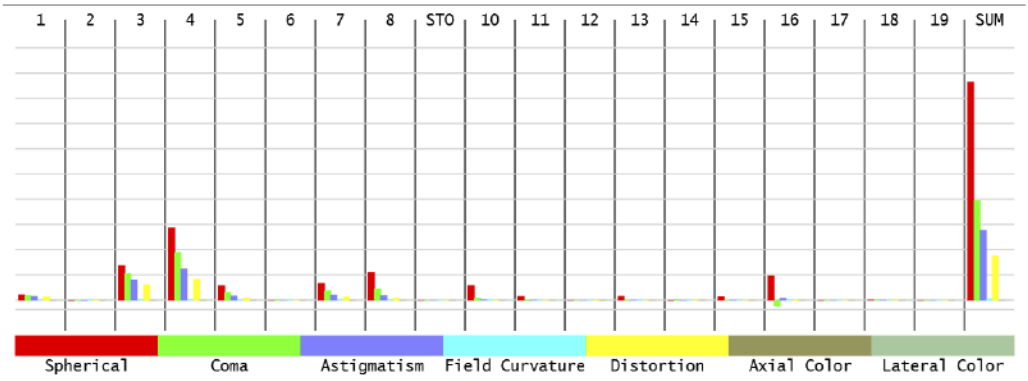


Figura 3.44: Diagrama de Seidel. Escala de aberración máxima: 0,5mm.

Respecto a la capacidad de iluminación se evalúa la energía encapsulada, que define la fracción de energía que porta cada campo respecto al tamaño de *spot*. En la figura 3.45 se presenta el encapsulamiento de energía.

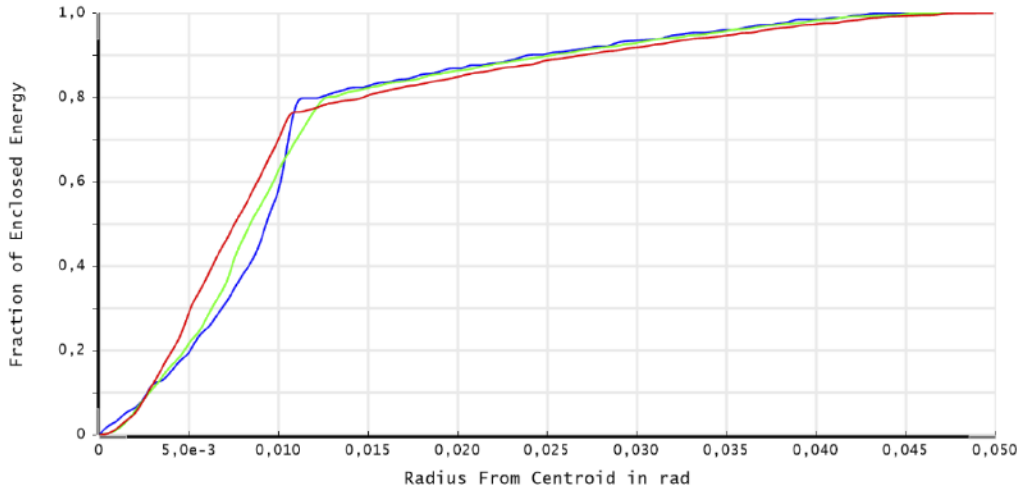


Figura 3.45: Fracción geométrica de energía encapsulada del PDLS. Escala: Lím. difracción.

El análisis se realiza sobre la **fracción geométrica** de la energía en que se observa que todos los campos aportan de manera similar la cantidad de energía. El campo de mayor contribución es el campo central y el menor es el de 5°, por una separación angular relativa cercana. En la composición de energía en ángulos pequeños, el campo de 5° porta la mayor cantidad de energía, pero se torna similar cuando crece el angularmente los tres campos.

Ésto sin embargo no aplica para los campos más extensos que pueden ingresar del sistema, formando una composición irregular de la energía que incluyen. Para los rayos cercanos al eje, a fracción de energía es similar, obteniendo una composición más uniforme. Con la

descripción de las propiedades del PDLS, se continua en la siguiente subsección el sistema de iluminación incoherente.

3.7.3 El sistema de proyección de luz blanca

Éste sistema de proyección está compuesto del ILPC y el proyector de luz incoherente, que comparten una misma fuente de luz blanca. Antes de describir éstos dos sistemas se procede a describir la fuente y el sistema de control de divergencia propuesto. La fuente es el sistema Thorlabs M365LP1 compuesto por un LED en PCB de núcleo metálico, EEPROM ajustable, potencia de $2350mW$, radiación tipo lambertiana constante hasta 10° sobre el azimut principal e ilumina sobre 125° de ángulo completo. El LED incorpora cilindros de disipación de ∅0,57. Su espectro de emisión es tipo *cold-white* descrito por la curva experimental medida que se presente en la figura 3.46.

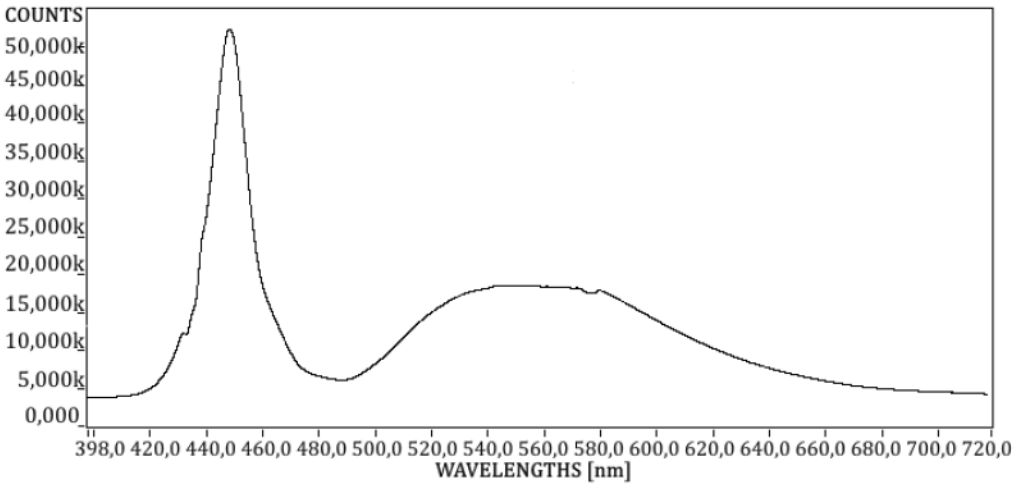


Figura 3.46: Espectro de emisión de la fuente LED.

Éste LED representa una fuente próxima a ser puntual de superficie semiesférica que emite gran cantidad de luz no direccionada y de gran divergencia. Por consiguiente es necesario implementar un sistema de colimación convencional para generar una fuente direccional con la mayor densidad de luz posible. Para la implementación se utiliza el adaptador de colimación SM1P (descontinuado) de Thorlabs para proponer un sistema que permita la traslación del lente de colección primaria seguido de lentes estáticas para el control de la divergencia y posterior colimación. La idea propuesta para este sistema se presenta esquemáticamente en la figura 3.47.

Idealmente el colector principal se busca que tenga una apertura clara de $\varnothing 2''$ para abarcar la mayor cantidad de luz, al igual que también sea una superficie asférica para logra focalizar en una región más pequeña los rayos emitidos y generar una colimación más efectiva de la luz. Sin embargo con el modelo SM1P se restringe la óptica a $\varnothing 1''$. Esto sin embargo es posible con el nuevo modelo SM2F de Thoralbs para óptica de$\varnothing 2''$. Para el modelo prototipo la lente primaria es de tipo esférica plano-convexa (Edmund BFL Lens Kit) de $25mm$ de

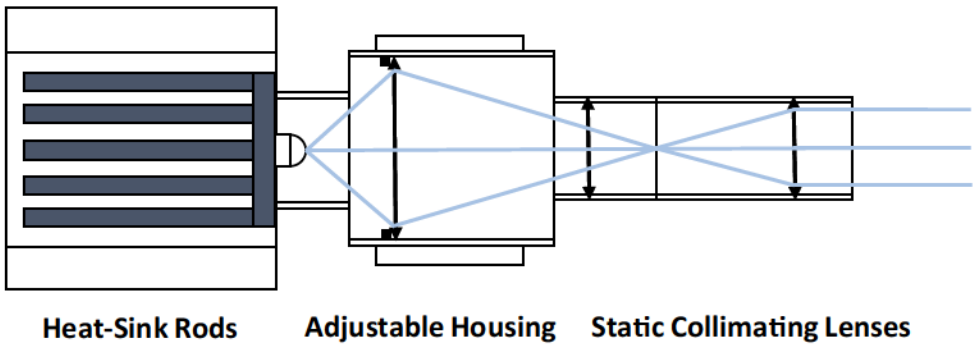


Figura 3.47: Esquema del concepto de colimación de la fuente LED.

focal ubicada en la montura ajustable con recorrido de $10mm$, para controlar el grado de divergencia efectiva ocasionada por la curvatura y extensión del LED. Las lentes de Edmund que componen éste sistema son simples, sin recubrimiento y de vidrio N-BK7. Su escogencia en la parte inicial del sistema se atribuye a la posibilidad del aumento de la temperatura en la cámara de iluminación, evitando el daño de las uniones cementadas en dobletes.

El sistema de control de divergencia está compuesto por una lente plano-convexa (Edmund BFL Lens Kit) de $50mm$ de focal a una distancia de $15{,}2mm$ del primer lente, produciendo una focal efectiva de $20{,}9mm$ con el colector principal. El LED tiene un radio de $2mm$ y tiene una altura conjunta de $14{,}4mm$ desde la base de la montura. Por tanto se encuentra entre $18 - 13{,}6mm$ de distancia de la primera lente, tal que parte de la cabeza del LED esté a una distancia menor de la focal efectiva.

Reajustando la montura, se selecciona que parte del LED está después o antes de la focal efectiva, definiendo que porción de la fuente se focaliza para la colimación. El ajuste de ésta montura debe ser un balance entre la cantidad de rayos que el colector capta y los cambios focales entre las lentes estáticas, para garantizar una mejor captura de luz con un grado aproximado de colimación o de menor divergencia.

El sistema de colimación se definió con un doblete acromático biconvexo (Thorlabs AC254-100-A-ML) de $100mm$ de focal, con la intención de reducir la cromaticidad longitudinal experimentada con las lentes simples. Ubicada a una distancia suficientemente distante para evitar la desgasificación térmica, la lente proyecta la fuente virtual hacia los sistemas de proyección de luz blanca y el ILPC.

La montura del SM1P permite acoplar diferentes fuentes de iluminación que tengan la rosca SM1 y óptica de $\varnothing 1''$, por lo que actualmente éste sistema de colección es compatible con el adaptador Thorlabs AD8F para conexión de fibra óptica de la lámpara halógena Thorlabs OSL2.

A partir del sistema de colección primario incoherente, se derivan los sistemas de proyección de luz blanca y el ILPC, cuales esquemáticamente se presentan en la figura 3.48. Estos sistemas son independientes entre sí pero comparten una fuente común y un mismo camino de iluminación.

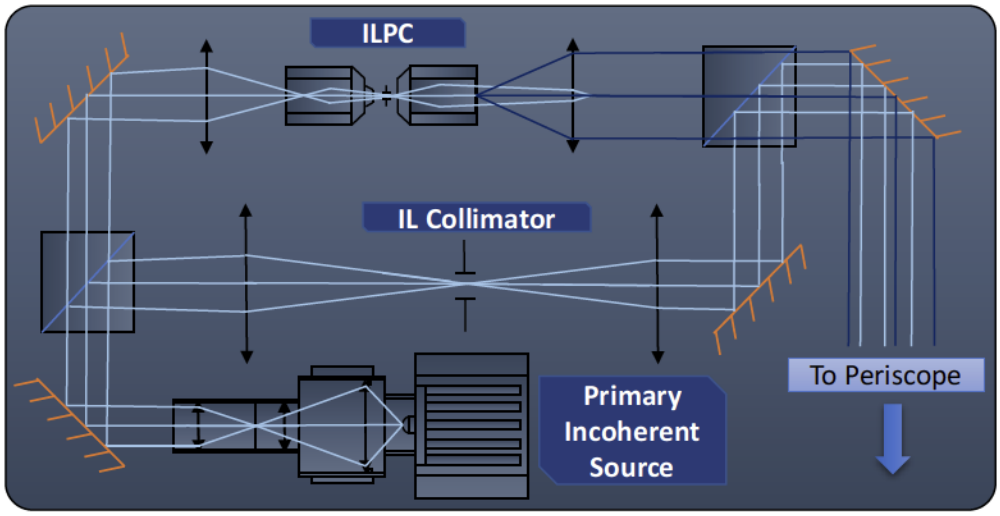


Figura 3.48: Esquema del sistema de iluminación ILC-ILPC.

Inicialmente ambos sistemas se pensaron para ser independientes con múltiples fuentes (halógena y LED) permitiendo tener diferentes propiedades espectrales y evitando la reducción de energía por la separación para cada proceso. La versión prototipo incorpora solo una fuente, en principio para configurar una versión más compacta en la iluminación y evitar limitar el uso a la segunda unidad.

El sistema de colección principal proyecta a un cubo de separación que bifurca la luz para iluminar los sistemas procesamiento de luz blanca extendida. La luz reflejada del cubo ingresa al Colimador de luz incoherente (ILC) que tiene la función reunir la luz direccionada emitida desde el colector principal del LED, para compensar el grado de divergencia remanente de la fuente extendida y reunir más luz que se pueda proyectar para el periscopio.

Éste sistema está compuesto por un conjunto de lentes de mayor apertura para captar un campo angular mayor pero con menores dioptrías, permitiendo tener un ajuste efectivo de las posiciones focales con más flexibilidad que con las lentes de altas dioptrías, *i.e.* el campo diverge más rápidamente a pequeños cambios en las distancias de enfoque entre más pronunciada sea la curvaturas.

La primera lente a la salida del colimador en tras el primer cubo en dirección al ILC (Incoherent Light Collimator) es una lente simple (Thorlabs LA1145-ML) PCX N-BK7 de $75mm$ de focal. Ésta lente además de captar luz, forma una imagen magnificada del LED cercano a la distancia focal de ésta lente mientras se esté a la configuración definida para el colector principal.

Éste punto configura el primer plano conjugado del proyector de luz incoherente, por lo que para generar una iluminación afocal y colimada se instala un doblete N-BK7 de lentes (Thorlabs LA1050-ML) de focal $100mm$ y (Thorlabs LA1256-ML) de focal $300mm$, para generar una focal efectiva de $75mm$ y se hace coincidir su punto focal frontal sobre el primer plano imagen, colimando aproximadamente la salida de luz que llega hasta el segundo cubo que conecta la salida del colimador de IL y se dirige hacia el periscopio que está $150mm$

de distancia desde el espejo selector cuando está sobre el camino común. Para describir el sistema desde OpticStudio, se presenta primero el sistema de colimación principal del LED a partir de la figura 3.49.

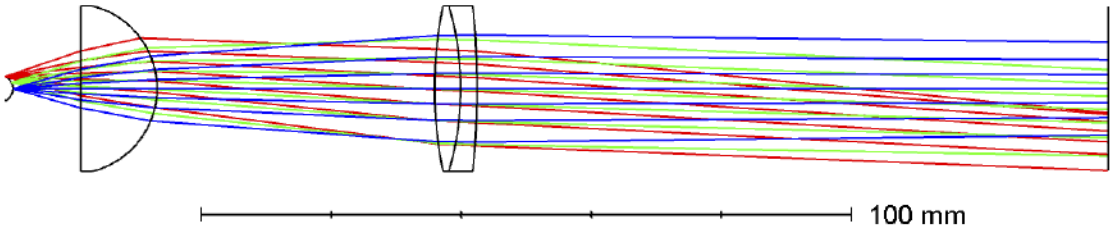


Figura 3.49: La configuración del colimador principal. Longitud axial = 168,41mm.

Los campos que se evalúan son el campo central (azul), a 1,25° (verde) y a 2,50° (rojo). El modelo de apertura es de pupila de entrada a 25mm donde se define la apertura de parada en la segunda lente. Éste sistema es una adaptación del concepto original 3.46 en el que se reduce la colección principal sin una imagen intermedia del LED,debido a que no es posible converger rápidamente en un punto y después colimarla, por lo que requeriría más distancia para ésto, ocasionando que la luz diverja antes de ser colectada. Para mediar el requerimiento se propone un sistema de dioptría alta con la lente LA1951 que busca colimar la mayor cantidad de rayos para que el doblete acromático AC254-100-A-ML compense parte del cromatismo e incremente las dioptrías para direccionar la mayor cantidad de luz. En la figura 3.50 se presenta el listado de superficies.

	Surf:Type		Comment	Radius	Thickness	Material	Coating	Semi-Diameter	Chip Zone	Mech Semi-Dia	Conic	TCE x 1E-6
0	OBJECT	Standard	Lambertian Source	-2,000	10,400			1,846	0,000	1,846	0,0...	0,000
1	(aper)	Standard	LA1951	Infinity	11,740	N-BK7		12,700 U	0,000	12,700	0,0...	-
2	(aper)	Standard		-13,080	42,700			12,700 U	0,000	12,700	0,0...	0,000
3	STOP (aper)	Standard	AC254-100-A	62,750	4,000	N-BK7	THO...	12,700 U	0,000	12,700	0,0...	-
4	(aper)	Standard		-45,710	2,500	SF5		12,700 U	0,000	12,700	0,0...	-
5	(aper)	Standard		-128,230	97,068		THO...	12,700 U	0,000	12,700	0,0...	0,000
6	IMAGE	Standard		Infinity	-			12,580	0,000	12,580	0,0...	0,000

Figura 3.50: Lista de superficies del sistema de colimación primario.

Una de las observaciones del trazado es sobre la curvatura de la cabeza del LED que ocasiona que los rayos más distantes al eje tenga mayor dificultad para salir colimados del sistema, por lo que el campo a la salida estaría compuesto de los rayos del eje y rayos marginales divergentes. Otra de las observaciones es que debido a la limitación del diámetro del sistema es que una parte de los rayos más externos a la salida de la primera lente se cortan sobre el doblete, por lo que parte de la luz se pierde dentro del tubo óptico, como se había mencionado anteriormente, para mayor eficiencia con éste sistema LED es necesario aperturas de mayor diámetro para compensar la divergencia inicial y disminuir el truncamiento de los rayos marginales.

A parte de las limitaciones, de la configuración, el LED incorpora su sistema de lentes que en cierta medida compensa la dirección de los conos más amplios del sistema, ayudando a que gran parte de los rayos pasen a través de los colectores y se logre proyectar, no en

completa colimación, pero se direcciona la mayor cantidad de luz para que la segunda unidad de colimación del ILC lo proyecte mejor para el periscopio. En la figura 3.51 se presenta el **diagrama de spot** a la distancia donde comienza el colimador secundario.

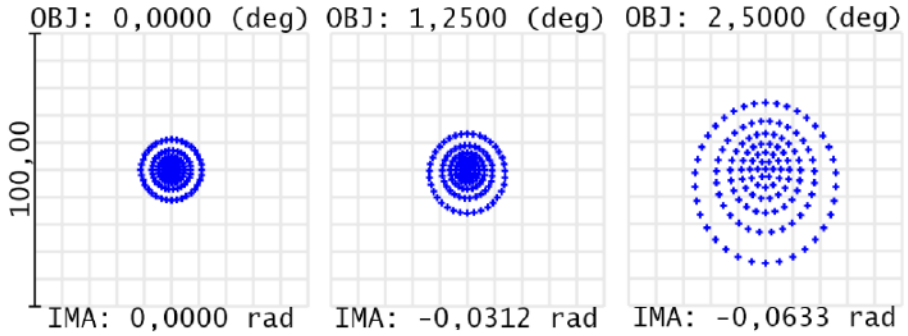


Figura 3.51: Diagrama de *spot* del sistema. RMS: 7,295, 9,467, 18,966.

Los rayos describen el comportamiento de la dependencia angular según el ángulo emisión ocasionado que el ajuste de la dirección es menor cuando los campos y los ángulos son mayores, como consecuencia que el sistema no es telecéntrico en un rango angular amplio. La mayor eficiencia de la contribución energética se espera directamente desde la zona central, por tanto hay un corte de la energía periférica, como se puede observar en el comportamiento de la figura 3.52 que cambia la uniformidad local en los bordes del campo de iluminación.

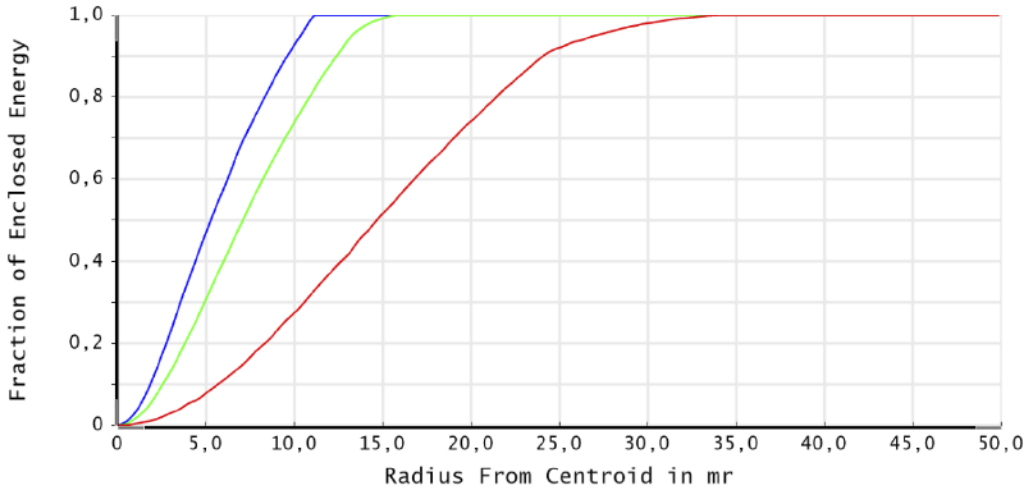


Figura 3.52: Fracción geométrica de energía encapsulada del sistema. Escala: Lím. difracción.

La fracción de energía geométrica define una concentración radial de 1,0 en campo central a los $11mr$, seguido por el campo a 1,25° a los $15mr$, pero al doble de éste valor la proporción de la energía es mucho menor, el máximo de concentración sobre $30mr$, por lo que los campos más extensos tendrán una contribución angular limitada, ya que requieren abarcar más recorrido para mantener la proporción de energía, pero no es posible por la limitación del diámetro del sistema.

Manteniendo la naturaleza lambertiana del LED, se preserva la mayor densidad de flujo lumínico en ángulos de 10°, según la información de fabricación, por lo que el sistema no es un impedimento para utilizar una porción importante de energía en la iluminación. Sin embargo para una mejor eficiencia lumínica es necesario compensar las limitaciones anteriormente descritas. Como referente del rendimiento del sistema una medición de potencia experimental de ésta configuración define una salida de $1{,}2w/cm^2$ para la lámpara halógena OSL2 a la mayor intensidad. A continuación se presenta el **sistema de colimación ILC**, con la configuración en la figura 3.53.

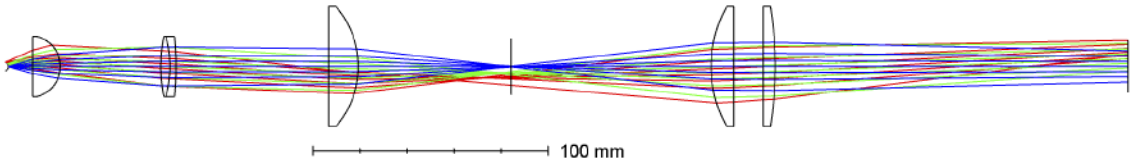


Figura 3.53: La configuración del colimador principal. Longitud axial = $476{,}15mm$.

Bajo el mismo modelo de apertura del análisis anterior, los campos que se evalúan son el central (azul), 1,5° (verde) y 2,5° (rojo). El colimador secundario recoge la salida del LED para generar la imagen intermedia cercana a la focal del LA1145-ML. Ésta fuente virtual se colima con el conjunto de lentes con una focal efectiva cercana a los $75mm$. Como se observa en el comportamiento de los rayos en la zona de imagen intermedia se presenta el efecto de la envolvente cáustica de los rayos marginales, generando múltiples planos focales. En la figura 3.54 se presenta la lista de las superficies que integran el sistema.

	Surf:Type		Comment	Radius	Thickness	Material	Coating	Semi-Diameter	Chip Zone	Mech Semi-Dia	Conic	TCE x 1E-6
0	OBJECT	Standard		-2,000	10,400			1,846	0,000	1,846	0,0...	0,000
1	(aper)	Standard	LA1951	Infinity	11,740	N-BK7		12,700 U	0,000	12,700	0,0...	-
2	(aper)	Standard		-13,080	42,700			12,700 U	0,000	12,700	0,0...	0,000
3	STOP (aper)	Standard	AC254-100-A -f100	62,750	4,000	N-BK7	THO...	12,700 U	0,000	12,700	0,0...	-
4	(aper)	Standard		-45,710	2,500	SF5		12,700 U	0,000	12,700	0,0...	-
5	(aper)	Standard		-128,230	65,000		THO...	12,700 U	0,000	12,700	0,0...	0,000
6	(aper)	Standard	LA1145 - f75	Infinity	12,520	N-BK7		25,400 U	0,000	25,400	0,0...	-
7	(aper)	Standard		-38,630	65,000			25,400 U	0,000	25,400	0,0...	0,000
8	(aper)	Standard	Diafragm aperture	Infinity	85,000			15,000 U	0,000	12,000	0,0...	0,000
9	(aper)	Standard	LA1050 - f100	51,500	9,690	N-BK7		25,400 U	0,000	25,400	0,0...	-
10	(aper)	Standard		Infinity	12,500			25,400 U	0,000	25,400	0,0...	0,000
11	(aper)	Standard	LA1256 - f300	Infinity	5,100	N-BK7		25,400 U	0,000	25,400	0,0...	-
12	(aper)	Standard		-154,520	150,000			25,400 U	0,000	25,400	0,0...	0,000
13	IMAGE	Standard		Infinity	-			11,216	0,000	11,216	0,0...	0,000

Figura 3.54: Lista de superficies del sistema ILC.

El problema de la divergencia de los rayos más marginales no se compensa en el sistema, por lo que se observa en la cáustica del grupo principal en la salida del colimador, ocasionando un efecto similar al descrito con el sistema del PDLS en la subsección 3.7.2 donde la uniformidad en las partes externas al eje disminuye. El propósito del sistema está en controlar el tamaño de la fuente virtual a partir de una apertura sobre la región del circulo de mínima confusión entre los diferentes planos focales. La apertura que se encuentra conjugada en éste plano intermedio controla el tamaño de la proyección de los rayos de iluminación que se dirigen hacia el periscopio. Respecto al comportamiento de los rayos vistos a la distancia del primer espejo del periscopio, se presenta en la figura 3.55 el diagrama de *spot*.

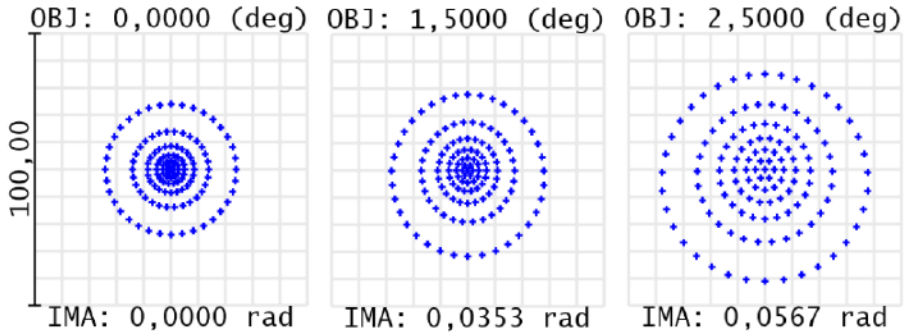


Figura 3.55: Diagrama de *spot* del sistema. RMS: 15,101, 18,570, 25,238.

El comportamiento de los puntos representa el efecto de la cáustica del campo en donde se tiene: Un grupo principal de rayos con un ángulo de divergencia pequeño y que va próximo a ser paralelo con el eje de proyección. Y un grupo externo de rayos que están radialmente alejados del centro con un ángulo relativamente mayor de divergencia. El efecto se presenta en los tres campos evaluados, cual repercute en la distribución de la fracción de energía, como se presenta en la figura 3.56.

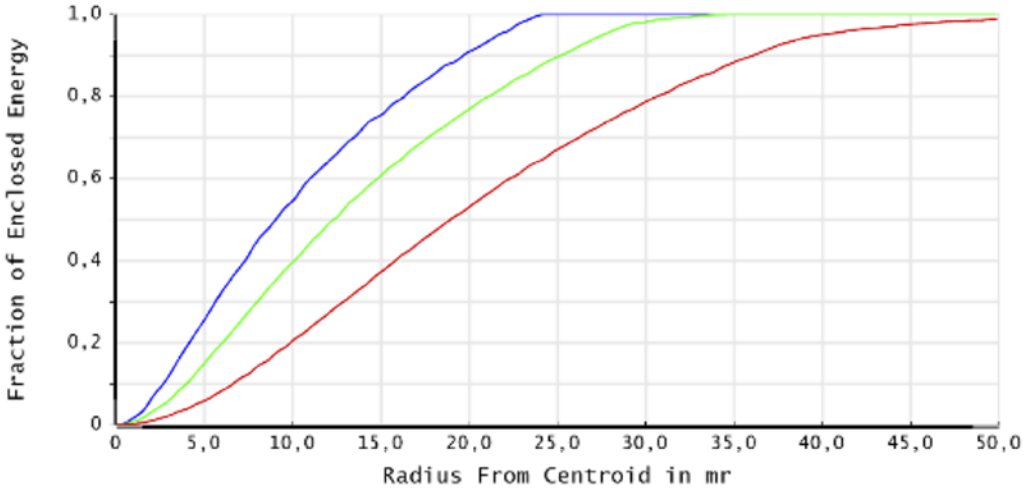


Figura 3.56: Fracción geométrica de energía encapsulada del ILC. Escala: Lím. difracción.

En este sistema la energía se encuentra angularmente más esparcida, abarcando una mayor región para contener la fracción emitida en colimador principal, en relación al comportamiento de figura 3.52. Ésto principalmente al incremento del tamaño de las aperturas del campo con las lentes de $2''$. En relación al encapsulamiento, los tres campos tienen un distanciamiento relativamente uniforme en $25mr$, $30mr$ y $45mr$, siendo éste último el más extenso por el efecto de esfericidad.

En relación al primer colector la energía abarca mayor espacio angular, en lo que se traduce que el campo emitido es más propenso a truncarse debido a que puede crecer en éste espacio pero al llegar el sistema del periscopio, parte será cortado, generando disminución de potencia lumínica que ingresa efectivamente al microscopio.

Por consiguiente se hace necesario para aumentar la eficiencia configurar un sistema telescópico de diámetro de una pulgada para reunir gran parte de la densidad de luz nominal emitida para abarcar únicamente ésta área del espejo del periscopio. Ésto sin embargo excede el alcance del actual trabajo, dejando como restricción una menor cantidad de flujo lumínico disponible. Continuando con los análisis secundarios se presenta el comportamiento de las aberraciones de Seidel en la figura 3.57.

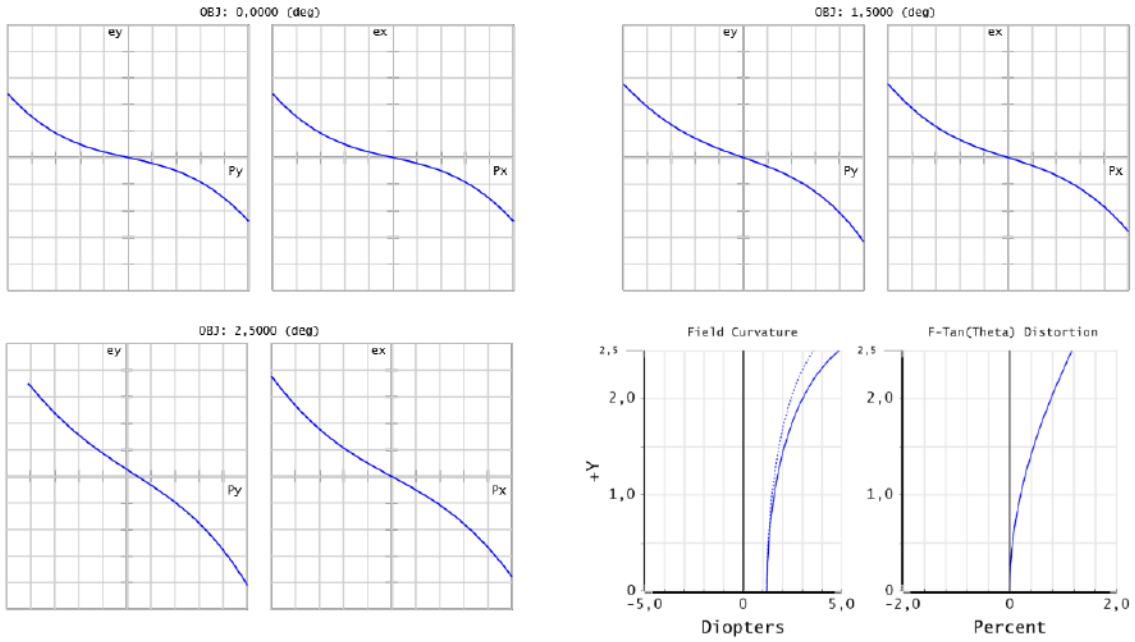


Figura 3.57: las berraciones geométricas en el sistema del ILC. Escala máxima: $50mr$

Bajo la misma distribución de bloques de la figura, el comportamiento del primer y segundo campo son similares donde el efecto de la aberración es más pronunciado en éste último. La aberración dominante es la esfericidad axial que es simétrica en la respuesta tangencial y sagital. El campo de mayor aberración corresponde al tercero 2,5° que posee una esfericidad mucho más pronunciada que en el primer campo, como se observó en la cáustica por la lente de $75mm$. En el cuarto bloque también se observa el efecto de la curvatura, pero que es menor en porcentaje y no toma tanto efecto como la esfericidad, como se observa en el diagrama de Seidel de la figura 3.58.

El diagrama muestra que las superficies de mayor aberración corresponden al sistema de colimación tanto en el *singlete* como en el doblete. La coma general del sistema es compensada por la contribución principal de la lente de mayor dioptría con las contribuciones individuales del resto del sistema, definiendo que la mayor aberración del sistema sea una esfericidad con un grado de astigmatismo. Que aunque no tiene repercusión en el sistema principal, afecta a la uniformidad de intensidad, en particular en las distribuciones más externas al eje, por la relación de la esfericidad y la apertura numérica. El proceso de truncamiento de la distribución compensa en parte este tipo de efecto, al dejar principalmente la zona central en el periscopio.

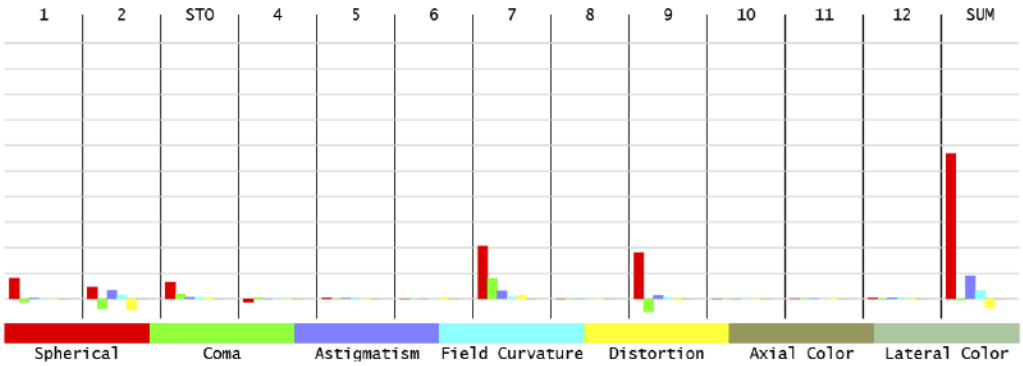


Figura 3.58: Diagrama de Seidel. Escala de aberración máxima: 0,5mm.

La distorsión del sistema es generada por el doble acromático y la lente de 75mm, como consecuencia que ésta superficies se comportan como las aperturas de parada que limitan los rayos después de la colección. Por tanto se puede esperar un efecto de corsé, como se muestra el diagrama de distorsión en la figura 3.59.

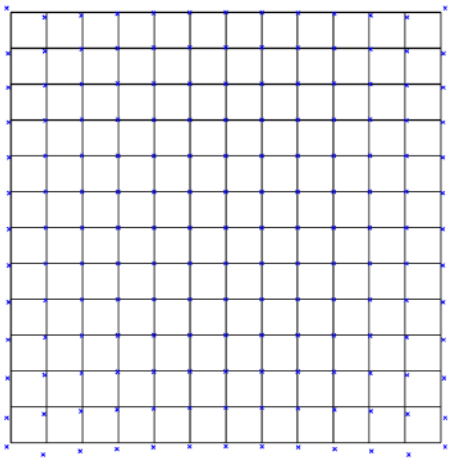


Figura 3.59: Distorsión simétrica de campo del PDLS: Distorsión máxima: 4,4645 %.

Una distorsión de corsé leve más notoria en la parte externa, que en general no tiene mayor efecto en la composición global del campo de iluminación. Con el desarrollo de los análisis de los dos sistemas de iluminación principal, se procede a discutir un poco de las características de la instrumentación del ILPC en éste conjunto.

La luz que se transmite por el cubo ingresa al segundo sistema es el *Incoherent Light Partially Correlationated* (ILPC) es el sistema de proyección de luz blanca que proyecta una distribución de intensidad parcial y espacialmente correlacionada hacia el periscopio a través del concepto propuesto de la proyección de la descomposición coherente de la apertura de iluminación.

La luz que ingresa se recolecta rápidamente con una lente (Edmund) BCX N-BK7 de 25mm de focal y $\varnothing 1''$ para concentrar la luz a la entrada posterior de un objetivo de microscopio

(Newport M-40X) de conjugada finita con 40 aumentos, apertura clara de $5mm$ y $NA0{,}65$ instalado en el filtro espacial M-900 de Newport. La luz ilumina la apertura circular de la entrada del objetivo para producir un pequeño patrón de difracción a la distancia focal efectiva de $4{,}5mm$ en su punto focal principal, a partir de ésta geometría y la distribución de luz incidente.

El concepto de éste sistema parte del teorema de van Cittert-Zernike generalizado, visto en la sección 3.1.1 y lo discutido en el capítulo dos en la subsección 2.4.1, para generar la superposición de la descomposición parcialmente coherente de la fuente, a través de la difracción causada por la dispersión lineal en el objetivo, componiendo la correlación de segundo orden de la fuente. Este será descrito aproximadamente por un patrón de Airy cuyo primer radio del lóbulo principal refleja la distancia máxima de interacción donde se exhibe el mayor grado complejo de coherencia.

Acorde la expresión 3.27, la forma transversal del grado complejo de coherencia para la apertura numérica del objetivo, iluminado uniformemente con una longitud de onda promedio de $\bar{\lambda}_0 = 540nm$ tendrá una forma aproximada a la versión numérica de la figura 3.60.

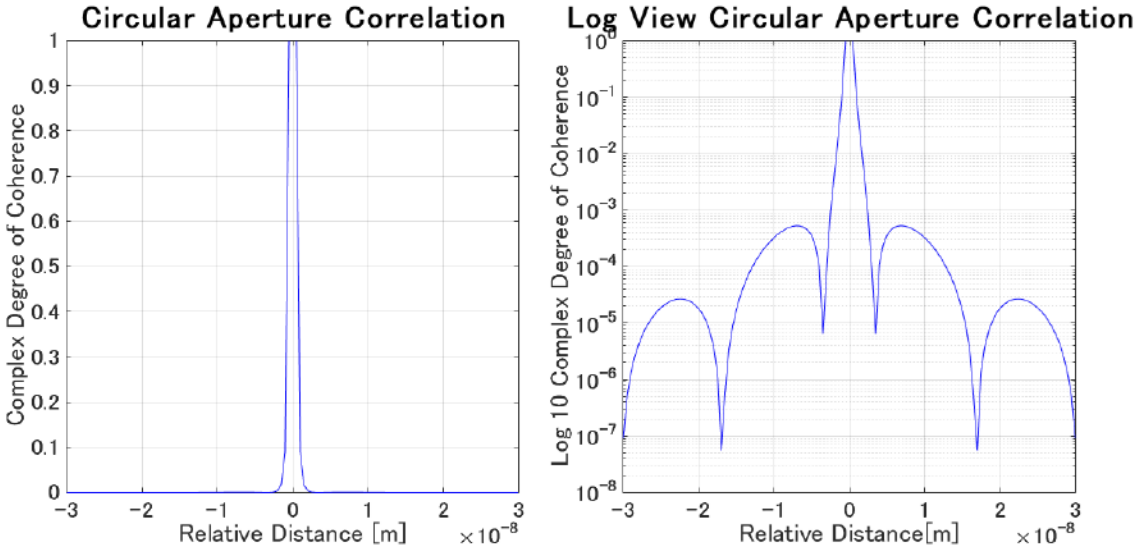


Figura 3.60: Función de correlación cruzada de apertura circular en el ILPC.

El mínimo de correlación ocurre en la primera raíz de $1{,}22\pi$, a lo que equivale a un primer radio de Airy $d_i \approx 0{,}253\mu m$ donde la luz se torna incoherente completamente y con coherencia completa a un radio del lóbulo principal $d_c \approx 0{,}067\mu m$. El propósito del sistema está en separar parte de la componente de intensidad mutuamente incoherente del campo de la componente parcialmente correlacionada manifestada en la difracción. El grado complejo de coherencia indica que la región de mayor coherencia está sobre el eje del sistema, mientras que en las partes más externas no hay interacción notoria y por consiguiente se encuentra una gran cantidad de luz mayoritariamente incoherente.

Debido a que la descomposición coherente al superponerse distribuye las contribuciones más coherentes hacia el centro de la apertura y en eje al sistema, se puede pensar en utilizar

un filtro espacial paso bajo isotrópico para eliminar las contribuciones coherentes de orden superior debido a su bajo nivel de interacción. De ésta forma se busca componer una nueva fuente virtual parcialmente correlacionada que incorpore las componentes coherentes del lóbulo principal y los órdenes cercanos más coherentes que pueden pasar a través de los *pinholes* disponibles desde 5-50μm. Con el sistema se logra componer una distribución con los órdenes más coherentes de la apertura iluminada y filtrar frecuencias espaciales altas que puedan incluirse en el campo de la fuente como la imagen del LED u otro tipo de estructuras.

El campo filtrado es recolectado por un segundo objetivo de microscopio (Newport M-5X) con cinco aumentos, NA0,1 y una apertura clara de 6mm, para generar un balance entre la rápida convergencia y la cantidad de luz que se puede recolectar. El sistema de proyección se termina con una lente (Edmund) de 125mm de focal que procura colimar los rayos provenientes desde el BFL del M-5X en lugar de su punto imagen a 160mm. La luz que se proyecta es una imagen de la apertura circular del objetivo, la cual ingresa al cubo de recombinación con del proyectos de luz blanca, donde ambos se dirigen al periscopio, cuando el espejo selector está habilitado. La descripción de éste sistema en a través de software no es posible dado a que se desconoce las superficies de los objetivos, para componer un análisis válido del comportamiento actual del sistema. Con la descripción de los principales sistemas de iluminación, se procede a la explicación del concepto de los sistemas de periscopios y el centro del microscopio en la siguiente subsección.

3.7.4 El sistema de microscopía a transmisión multifuente

En las subsecciones previas se discutió el diseño y concepto de los diferentes sistemas de control de las diferentes fuentes que componente el sistema. Para continuar con el diseño del microscopio se entra en detalle sobre el sistema de iluminación por *relay* y la parte central del microscopio.

La luz que ilumina el periscopio desde cada uno de los subsistemas de control no incide directamente sobre el espécimen, como se había mencionado previamente. Todas las fuentes de luz simultánea o independientemente pasan por la etapa de proyección por relevo instalada en los periscopios, definiendo cuatro planos conjugados intermedios que transportan las imágenes que captan los diferentes elementos del sistema desde el plano de proyección, el plano de iluminación, el plano espécimen y el último plano intermedio para el sistema de análisis del correlador óptico 4F.

El sistema central del microscopio elemental propuesto está compuesto por tres secciones mecánicas principales: El periscopio de iluminación, el periscopio de microscopía y la plataforma rígida que integra el porta-muestras y el condensador, pero de movimiento independiente. Esquemáticamente se presenta los componentes del centro del microscopio en la figura 3.61. El primer periscopio de espejos de $\varnothing 1''$ proyecta verticalmente la luz que incide desde las fuentes virtuales de los proyectores primarios. Ésta luz es captada por un sistema focal de $\varnothing 1''$ conformado por un set de tres lentes a una altura de 150mm desde el primer espejo. La primera lente (Edmund) PCV N-BK7 de $-100mm$ de focal recibe la luz para generar la divergencia de la iluminación para ser captada a 25mm por un doblete acromático (Thorlabs

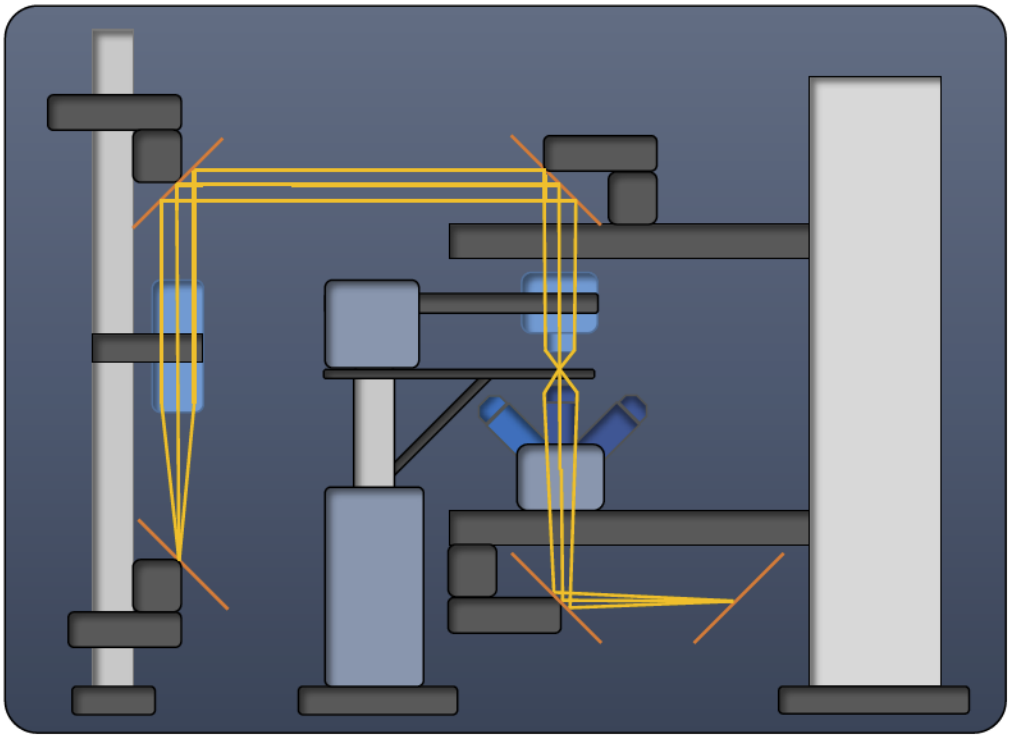


Figura 3.61: Diseño conceptual de los sistemas periscopio-microscopio.

AC254-300-A-ML) de 300mm de focal seguido a 10mm de separación por una lente simple (Edmund) de 125mm de focal.

La idea con éste sistema es generar una focal extendida de 260,85mm con un grado de compensación acromática para proyectar luz en el recorrido completo de 370mm desde el primer espejo en el periscopio de iluminación hasta condensador instalado debajo del primer espejo del periscopio de microscopía. Ésta focal efectiva captura la mayor cantidad de luz proveniente de las fuentes virtuales del PDLS, el ILC o el ILPC, ya que están en divergencia tras el recorrido desde su origen, con una baja dioptría para evitar la rápida focalización y eventual divergencia antes del condensador. Éste sistema solo recoge el campo que puede pasar $\varnothing 1''$ por el espejo de recepción.

Con la cantidad de luz que se recoge, éste sistema compensa su divergencia y la proyecta hasta el periscopio de microscopía para generar una imagen de la fuente virtual magnificada procedente del infinito. Ésta imagen se posiciona antes del diafragma de apertura de un condensador de Abbe de NA_c1,2 máxima, la cual se proyecta al plano espécimen a una distancia cercana a la focal del condensador. En ésta versión prototipo, el condensador no puede desplazarse verticalmente ya que está desacoplado del porta-objetos. Por lo que se requiere una mesa de traslación micrométrica adicional para instalarlo que actualmente no se incluye.

Bajo ésta restricción la iluminación deber ser ajusta individualmente para cada plano de observación con los diferentes objetivos, para lograr un mejor desempeño desde la etapa

de iluminación. Una restricción importante sobre el desacople del condensador al eje del microscopio y su integración en otra montura mecánica es la alineación entre el eje del periscopio de microscopía y la posición del espécimen, requiriendo una adecuada alineación preliminar para cada cambio de la posición del objeto y un ajuste de altura para preservar la distancia de trabajo del condensador, para tener mayor eficiencia lumínica y evitar una proyección oblicua en el espécimen.

La luz que incide al periscopio de microscopía es controlada por dos diafragmas tipo iris: Un diafragma ubicado antes del espejo superior y después de éste en el condensador. Ambos se encuentran en modo de apertura de parada, regulando la cantidad de luz y la apertura numérica del condensador. El contraste y en parte el grado de coherencia son controlados indirectamente por la primera apertura cuando se reduce su valor máximo para éste diafragma, cuyo diámetro por defecto es de $17mm$, que equivale al diámetro de iluminación que incide desde el primer periscopio.

La luz que se transmite en el espécimen, es recibida por la torreta giratoria (Thorlabs OT1) de los objetivos de microscopio anclado en la plataforma segunda del periscopio de microscopía. La torreta incluye algunos de los objetivos del Newport M-SET, formando el segundo plano conjugado en el punto objeto de los objetivos.

Éste sistema se logra ajustar verticalmente a través del acople rotativo Thorlabs SM1V05 para definir la altura de los objetivos respecto a la distancia de la muestra, y la distancia del punto imagen del objetivo que desciende desciende del periscopio. La salida del objetivo es recibida por el último espejo del periscopio de microscopía ubicado a la altura de los componentes de la mesa a $12mm$ desde el nivel de la mesa. La imagen final se forma a la distancia del tubo mecánico del objetivo de $160mm$ y coincide con el espejo de ingreso al correlador óptico 4F, formando el tercer plano conjugado.

Es necesario mencionar que la configuración actual no es compatible con objetivos corregidos al infinito por la necesidad de instalar un *lens tube* antes del plano conjugado del espejo de ingreso y que permita formar imagen a esa exacta distancia. De lo contrario ocurre un corrimiento de los planos conjugados subsiguientes del correlador. Por lo que no es posible una configuración simultánea de sistemas de objetivos afocales y focales para ésta versión prototipo. Sobre éste sistema se presenta un esquema conceptual del comportamiento de los rayos en el conjunto, debido a que se desconoce la descripción de las superficies del condensador y los objetivos microscopio, para generar un análisis que represente el comportamiento actual del sistema. Éstos utilizados en el trazado de la figura 3.62 son adaptaciones de los sistemas presentados en el texto *Optical design for visual systems*[96].

Los rayos provenientes desde la base del periscopio son proyectados de forma central por todo el eje del sistema. Ésta configuración es restrictiva respecto a otros campos angularmente espaciados debido al sistema divergente incluido, ocasionando que gran parte de los rayos diverja antes de ingresar a la lente positiva. Por consiguiente se presenta el comportamiento del campo principal. Los rayos que pasan el sistema de **proyección relay** se propagan a través de los espejos de los periscopios hasta llegar al condensador, que tiene una apertura mayor llena parcialmente la capacidad de éste sistema. La luz que llega se focaliza en un punto, y sobre una región levemente separada del punto de convergencia se ubica el plano espécimen. En éste los rayos son captados por el objetivo que hace imagen a la salida del

periscopio. Con la descripción de los sistemas de imagen se procede con la unidad de análisis.

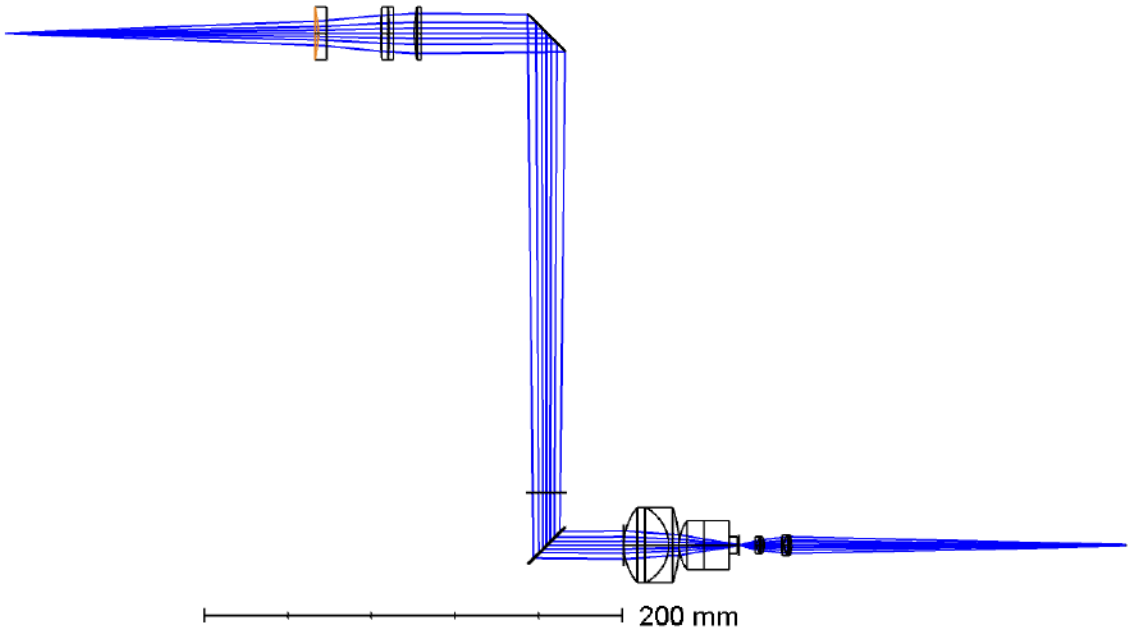


Figura 3.62: Trazado y configuración del sistema de microscopía en los periscopios.

3.7.5 El sistema de procesamiento de imagen

Con la salida del microscopio en el tercer plano conjugado, se instala la etapa de observación y análisis. Compuesto por un correlador 4F de focal $175mm$ con magnificación transversal unitaria en configuración interferométrica, el cual incorpora el modulador espacial de luz LCOS reflectivo Holoeye PLUTO-VIS-056 con cristal líquido Parallel Nematic de modulación únicamente de fase.

Ésta configuración tipo interferómetro de Michelson se utiliza para las pruebas interferométricas de luz parcialmente coherente o luz blanca por la necesidad de la fina compensación del camino óptico. El modulador de reflectividad del 90 % se sitúa como uno de los espejos y se deja a la distancia f de la primera lente, componiendo el plano de la pupila a través de las propiedades de la transformada de Fourier.

El segundo espejo en el piezo-actuador PAS005, en la dirección de incidencia de la luz, está montado sobre una plataforma de traslación lineal micrométrica (Newport M-423) alineado de forma perpendicular a la orientación del modulador y es el encargado de generar la compensación de camino óptico y portar la imagen original del microscopio. El controlador en lazo abierto del piezo corresponde al Thorlabs MDT693A, con capacidad de operaciones seriales desde un computador.

Dependiendo de la observación y el análisis se habilitan los diferentes brazos. Para Ambos brazos son retornados al eje de detección por el cubo y a la distancia f se ubica una lente

que forma imagen a la distancia f de ésta lente. Sobre éste plano se ubica un FPA (Imaging Source DMK 23U445) tipo CCD monocromático de 8-bits de profundidad en modo de escaneo, sensor activo tipo 1/3 (Diagonal $6mm$), con un periodo espacial cuadriculado y pixel pitch equivalentes de $3{,}75\mu m$. También el detector puede ser intercambiado por el FPA CMOS (Thorlabs DCC1645C) para la detección cromática. La representación esquemática del sistema de análisis y observación se presenta en la figure 3.63.

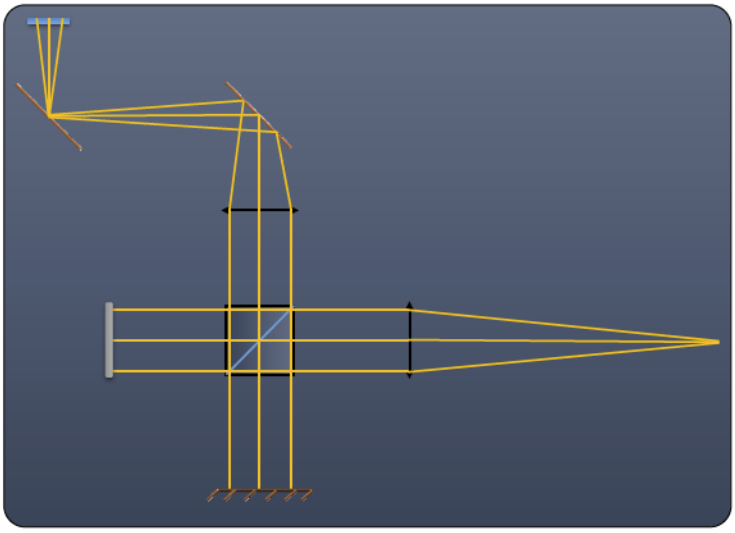


Figura 3.63: Esquema del sistema de análisis del conjunto de microscopía.

La imagen proyectada desde el espejo vista por el detector equivale a una versión directa a la salida del tercer plano conjugado visto por un ocular sin magnificación, salvo por los efectos de aliasing del ancho de frecuencias base de la cámara. En el caso de la imagen proyectada por el modulador, por las dimensiones de la pantalla hay un corte del campo que se puede ver y un grado de mayor atenuación en relación al espejo en el piezo-actuador. Para cualquiera de los brazos, existe una degradación de la información por la respuesta frecuencia del detector, como se había comentado en la subsección 3.5.2 que será mayor que la observación únicamente óptica.

Para producir una imagen que esté modulada, es necesario generar un estado de polarización que sea paralela al estado del modulador (estado lineal horizontal), por lo que se debe polarizar la luz desde el periscopio de iluminación. La imagen del sistema tendrá entonces una modulación de fase generando el cambio en la distribución de intensidad a partir del mapa de fase proyectado en la pantalla.

La tecnología reflectiva del LCOS no genera una degradación de la imagen por la cuadricula de las celdas de voltaje que controla las moléculas está detrás del espejo dicroico a diferencia de los SLMs a transmisión, pero tendrá atenuación de la intensidad incidente. El efecto principal con el modulador se podrá ver en la discretización de la información de fase tanto por el factor de llenado de la celda como el tamaño del pixel, cual para este modelo de modulador equivale a $8\mu m$, generando la segmentación del espacio de la pupila en el mapa de fase.

Otro efecto asociado al uso de éste tecnología es la imposibilidad de generar una modulación completa de 2π cuando de forma simultanea para todos los tipos de luz que inciden. Los voltajes de estabilización de las moléculas deben estar calibradas para solamente una longitud de onda. En la composición de ancho de banda amplio y otras diferentes longitudes de onda se manifiesta el efecto de la sobremodulación o submodulación de fase, donde la fase original en 2π se manifiesta en una fase que es mayor o inferior a éste valor, llegando a afectar las técnicas que requieren una modulación exacta mapa de fase. Por lo tanto el uso del modulador para diferentes tipos de luz requiere una calibración adecuada de los resistores internos.

El sistema de interferometría como se pudo observar en el capítulo dos, con el prototipo de ésta etapa, permite la recuperación interferométrica de la distribución de fase y la interacción controlada por retardo de fase. Éste aparato tiene dos propósitos principales:

- El primer propósito está en la posibilidad del estudio de las interacciones efectivas de luz en las fluctuaciones coherentes, que se manifiestan en la correlación de luz de segundo orden de los campos con el que se ilumina el microscopio.

  Esto permite caracterizar la respuesta coherente efectiva vista por el espécimen, y con los campos policromáticos estudiar el corrimiento del grado complejo de coherencia. El análisis tiene como resultado el diagnóstico de la respuesta coherente del sistema y por ende entender la coherencia asociada en la función de transferencia que proyecta la imagen del espécimen.

- El segundo propósito está orientado en el análisis de las propiedades dispersivas y del camino óptico inducido por el espécimen. Al caracterizar y compensar todas las aberraciones nativas del sistema es posible diagnosticar interferometricamente la fase asociada del espécimen, al generar un nuevo mapa de fase cuando se incluye el objeto. La descripción interferométrica daría cuenta del mapa topológico superficial que porta el frente de onda incidente, brindando información de la estructura del objeto en estudio. Adicionalmente permite caracterizar el mapa de fase generado por el modulador para cualquiera de las fuentes de iluminación

Una técnica relacionada de la estructura del frente de onda del espécimen está en el uso de luz policromática para analizar la interferencia de cada una de sus componentes temporales. Debido a que cada longitud de onda ve un índice de difracción diferente, el camino óptico de cada componente es diferente, por consiguiente brinda diferentes saltos de fase suficientes para reconstruir el frente de onda del espécimen.

La configuración propuesta queda abierta para el uso de las técnicas que usan la interferometría o la modulación de fase por máscara difractiva, pero también puede expandirse a técnicas polarimétricas o de procesamiento análogo digital para analizar el campo óptico producido por el espécimen.

En ésta subsecciones se ha generado la discusión técnica de los diferentes sistemas individuales propuestos que componen el microscopio óptico compuesto, en virtud de la respuesta geométrica del sistema y la configuración de diferentes elementos comerciales disponibles en el laboratorio, para satisfacer los requerimientos y conceptos detrás del sistema propuesto.

La discusión se ha planteado de forma secuencial desde la etapa de control de iluminación hasta la detección, para entender sus propiedades y limitaciones, haciendo énfasis en la iluminación, su divergencia a distancias extensas y la coherencia de cada proyector. La respuesta espectral de ancho de banda amplio no se discute en particular debido a la ausencia de la compensación cromática, por lo que no se puede analizar las ventajas multiespectrales, más que en la respuesta coherente a través de las imágenes producidas.

La evaluación integrada del sistema parte en analizar el comportamiento de la imagen en diferentes fuentes bajo un mismo esquema microscopio óptico de campo claro a transmisión elemental propuesto a través de la respuesta opto-electrónica que se observa en la intensidad registrada, definiendo una respuesta nominal en términos de contraste y resolución. Asimismo la evaluación permite definir recomendaciones por diferentes factores críticos presentes en la configuración propuesta. A continuación entonces inicia la discusión de la integración de los sistemas en la unidad prototipo operativa para el laboratorio.

3.8 La configuración CAD del microscopio

Para iniciar con la descripción de la implementación, en ésta sección se aborda la configuración espacial de los componentes mecánicos de la versión prototipo, a través del software CAD Creo Parametric. Permitiendo entonces ver un preámbulo de la disposición y ubicación de los elementos finales que integran el sistema. Los diseños de los componentes comerciales incluidos en la configuración están disponibles en lo catálogos oficiales de los proveedores anteriormente mencionados.

El concepto de espacio ocupado por el microscopio en la mesa óptica de laboratorio, fue un concepto que se desarrolló más empíricamente por la posibilidad de la prueba y evaluación inmediata del conjunto mecánico. Desde los requerimientos y planteamientos de operación vistos en las secciones previas, el microscopio propuesto es un sistema que requiere muchos componentes para lograr los criterios propuestos, por lo cual el espacio es un factor crítico a la hora de la implementación, en particular cuando el espacio del montaje es un espacio compartido por otros montajes, el espacio disponible es reducido, y que no se pueden alterar en mayor cantidad por las otras investigaciones en curso del laboratorio.

El concepto propuesto deriva de una restricción representativa del comportamiento de la luz en fuentes extendidas, la luz diverge entre más distancia recorra y entre más grande sea el tamaño de fuente. Ante la restricción del tamaño de fuente, la estrategia debía ser en el aprovechamiento de los espacios para configurar sistemas a distancias adecuadas para tener un balance en cuánto diverge la luz y cuantos sistemas se requieren incluir. Esto como consecuencia requirió en el diseño de los proyectores de luz que fueran sistemas afocales y colimados para separar el espacio del tránsito de la luz y evitar sistemas *relays* dependientes antes de la etapa de camino común en el periscopio, ya que sólo funcionan para un tipo de fuente y estorban con los otros sistemas.

La propuesta de la configuración de espacio parte de la composición modular de sistemas independientes que fueron probados individualmente y que requieren mínima interacción

con los otros sistemas, permitiendo compactar y ajustar individualmente cada subsistema sin tener que compensar el cambio en otro sistema. De ahí el caso entonces que existen cuatro sistemas de luz cada una de las fuentes para generar el grado de autonomía, en el montaje mecánico, operación y ajuste de cada subsistema con mínima repercusión entre sí, hasta el sistema común de iluminación en los periscopios. Concepto que se mantuvo incluso con la implementación de los difusores rotatorios, componentes modulares operativos, autónomos y compactos.

El concepto que se propuso se definió como: Proceso escalado individual de iluminación para la integración modular compacta entre sistemas de único camino común de luz. Esta idea busca dar prioridad a la instalación de los diferentes sistemas de proyección de luz antes que el sistema de microscopía, con la restricción de generar una única ruta de iluminación sobre la cual toma origen el sistema de formación de imagen, permitiendo la libre configuración de todos los sistemas de luz y prior a éste configurar el resto de **sistemas modulares**. En el esquema siguiente se plantea la idea.

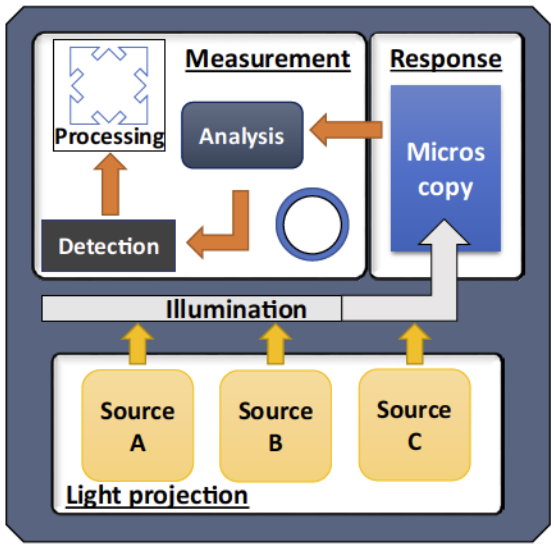
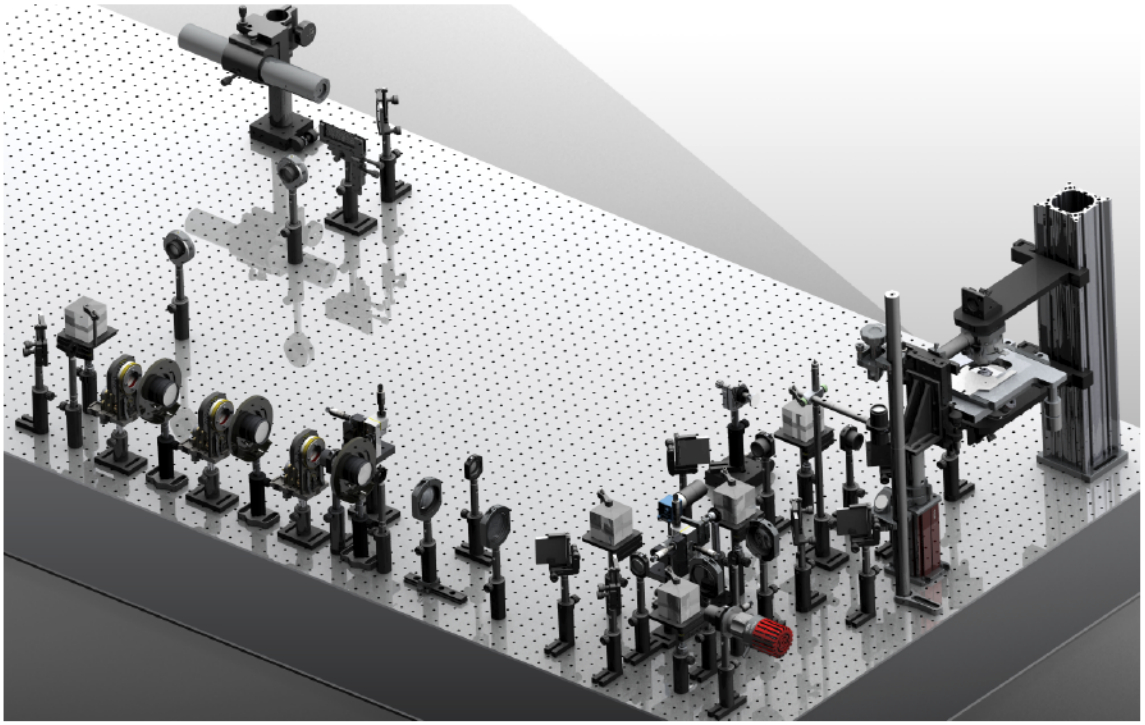


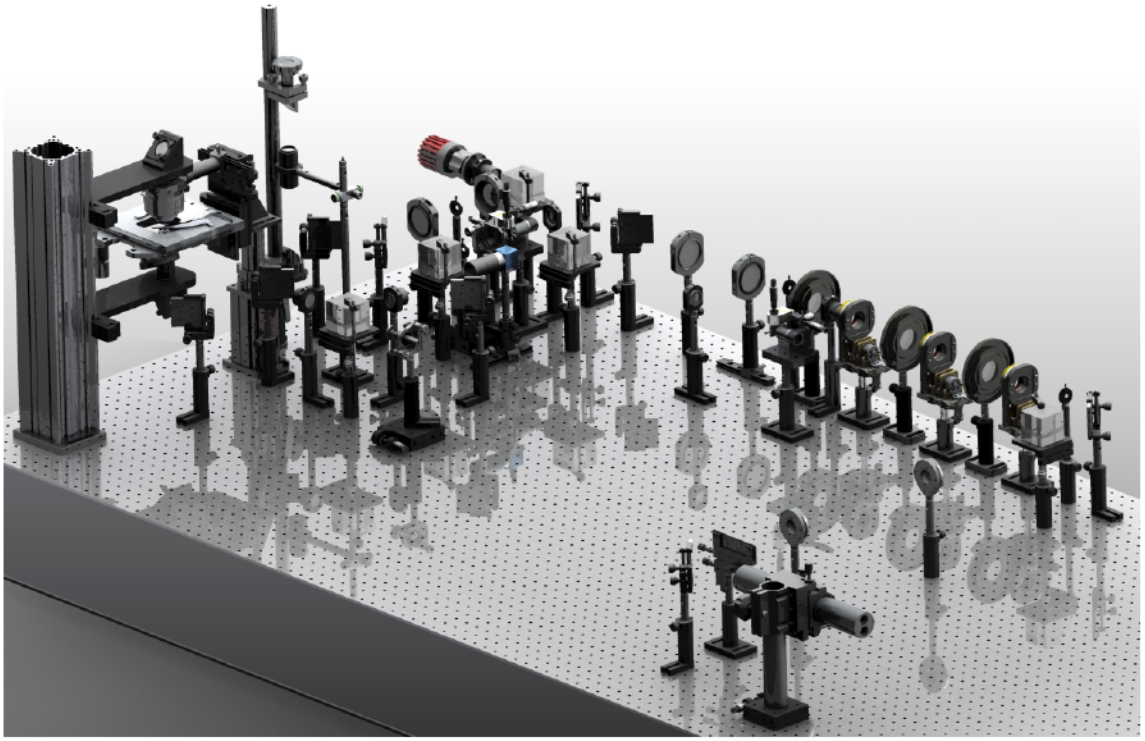
Figura 3.64: Esquema del concepto modular de los componentes del sistema.

El concepto plantea reunir todas las fuentes de iluminación que se utilizan alrededor de un espacio común, local y delimitado. Los módulos de iluminación han de ser lo suficientemente compactos para poder concentrar en un espacio los todos subsistemas, para ser delimitados de los otros módulos del sistema por el camino común de iluminación. El conjunto de fuentes configura entonces la zona de proyección de luz y el canal de luz.

La luz que incide al microscopio tiene la etapa convencional de iluminación y magnificación, que establecen la zona de respuesta del espécimen. Este está principalmente articulado por los sistemas de periscopios junto al porta-objetos y definen el centro del microscopio. La información obtenida es directamente llevada al sistema de análisis y eventualmente al sistema de detección de forma aledaña, conformando la zona de medición. Bajo la estructura modular de espacios y la distribución funcional se procede entonces a la configuración en la mesa óptica, la cual se ilustra con el CAD propuesto en las figuras 3.65 - 3.66.



(a) Esquema CAD frontal del sistema de microscopía.



(b) Esquema CAD posterior del sistema de microscopía.

Figura 3.65: Diferentes vistas del CAD del microscopio en una mesa óptica.

Figura 3.66: Vista del microscopio en una mesa óptica Thorlabs Nexus.

El diseño del microscopio prototipo está adaptado para las mesas ópticas Thorlabs Nexus T1225C $1{,}2m \times 2{,}5m \times 0{,}21m$. La distribución principal se localiza en una de las esquinas de la mesa, concentrado los sistemas de proyección de luz. La luz láser desciende desde la parte opuesta de la mesa, donde es la posición definida de la unidad, a travesando en línea recta la mesa y llega hasta el primer separador de luz. La separación ilumina $70:30$ el PDLS y la fuente coherente colimada, respectivamente. En éste modelo es necesario incorporar cubos divisores equitativos en la cantidad de luz que se transmite y la cantidad de luz que se refleja, para hacer un balance del as intensidades que reentran al camino común.

El PDLS no puede tener dobleces de luz por espejos mientras se esté colectando luz por lo que se define que sus componentes estén secuencialmente instalados en el borde lateral de la mesa. En esta línea la luz recorre la secuencia de dispersión y colección hasta formar la fuente virtual en donde se ubica el segundo diafragma de esa línea, antes del colimador. Paralelamente la otra porción de luz coherente incide a un filtro espacial para producir un haz limpio y homogéneo. La lente enfrente del filtro hace imagen del *pinhole* centrado y proyecta un haz colimado.

Ambas fuentes de iluminación se cruzan en el segundo divisor de luz para recombinarse a $50:50$ de intensidad sobre el eje de iluminación principal. La intensidad nominal es regulada por un filtro lineal de densidad neutra a la salida del láser. Los estados lineales de polarización son controlados a través de una lámina lambda medios y un polarizador mientras atraviesa la mesa. En la figura siguiente se presenta el módulo del PDLS junto con sus componentes.

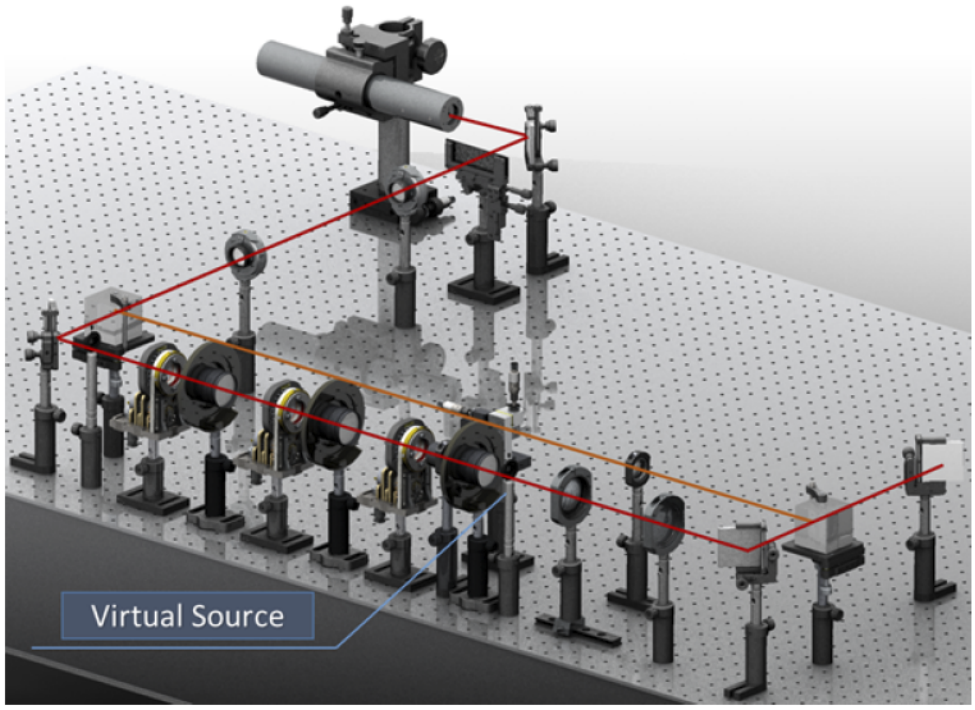


Figura 3.67: Esquema CAD de los compones del PDLS.

El espejo que recibe la luz emitida por el sistema es direccionada hacía el camino común del periscopio. Ésta superficie configura el eje principal de iluminación y limita la extensión del proyector del láser para constituir aledañamente el proyector de luz blanca, a partir de los criterios del concepto planteado. Éste eje principal debe ser interceptado por otra superficie reflectora para poder incluir la luz del segundo proyector de luz blanca, debido a que no se utiliza un cubo de separación para unir la luz blanca con el láser, reduciendo más pérdida de energía desde cada fuente.

Por consiguiente cada módulo opera secuencialmente pero permite utilizar simultáneamente dos tipos de iluminación siendo en el caso ILC-ILPC luz incoherente y luz parcialmente correlacionada con tendencia incoherente, o en el CS-PDLS luz completamente coherente y luz parcialmente descorrelacionada con tendencia coherente. De éste modo se garantiza utilizar por módulo un tipo de luz en el extremo de coherencia junto a luz en algún punto intermedio de correlación cruzada.

El ILC-ILPC está ubicado en la esquina de la mesa y sobre la misma línea del PDLS al borde de la mesa. El conjunto reúne el sistema de luz blanca de forma compacta, partiendo el haz principal en una porción 50 : 50 y proyectando en paralelo las fuentes virtuales de luz parcialmente correlacionada y la luz blanca, ambas sobre el cubo de recombinación a una proporción 70 : 30 compensando la diferencia de intensidad. En esquema siguiente se presenta el módulo ILC-ILPC con los componentes.

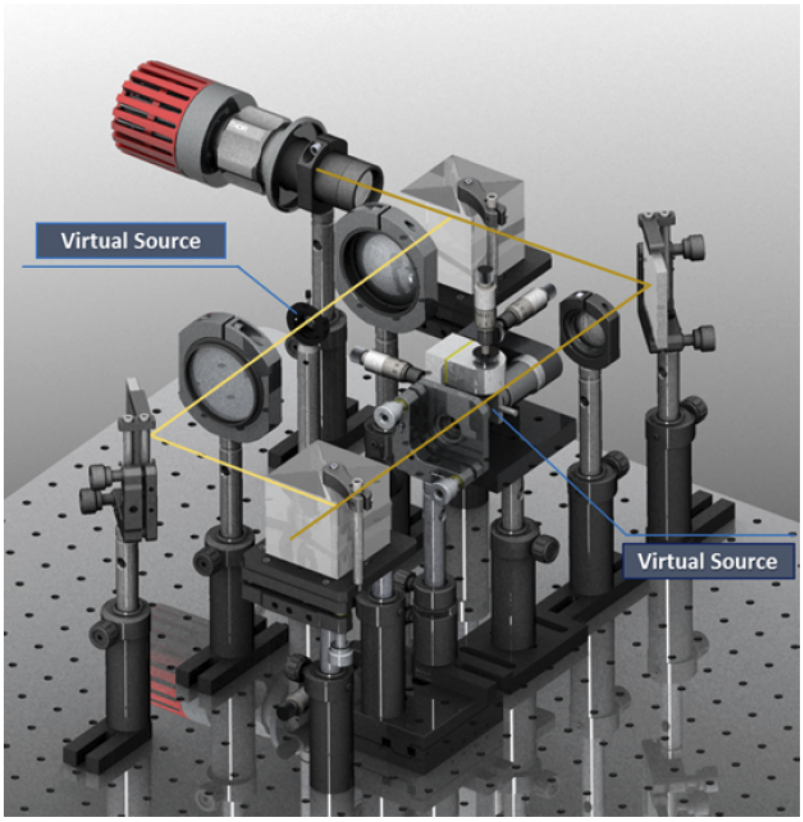


Figura 3.68: Esquema CAD de los compones del ILC-ILPC.

Además de esa diferencia el *spot* del haz de luz blanca es delimitado por la apertura de colección en la óptica de una pulgada, generando un diámetro de luz mayor a $25mm$, mientras que el tamaño del ILPC es definido por el diámetro de la apertura del objetivo y equivale a de $6mm$ en diámetro estableciendo una relación de tamaño $1:4$ respecto el ILPC del ILC. Ambos haces se recombinan y son dirigidos por un espejo removible al camino común de iluminación del periscopio.

Con los dos módulos de proyección de luz definidos en espacios compactos y formando el camino común de iluminación, se configura las entradas para los periscopios del centro del microscopio. Un espejo al final del eje principal de este camino desvía la luz hacia el eje principal del periscopio de iluminación. La luz es redirigida para llegar al plano del espécimen con las propiedades del sistema en conjunto proyector-iluminador. La luz portadora de la información del espécimen desciende del segundo periscopio y sale hacía el sistema de análisis. En la figura siguiente se presente el módulo del centro del microscopio con los tres componentes de proyección, iluminación, imagen distribuidos en las tres estructuras principales.

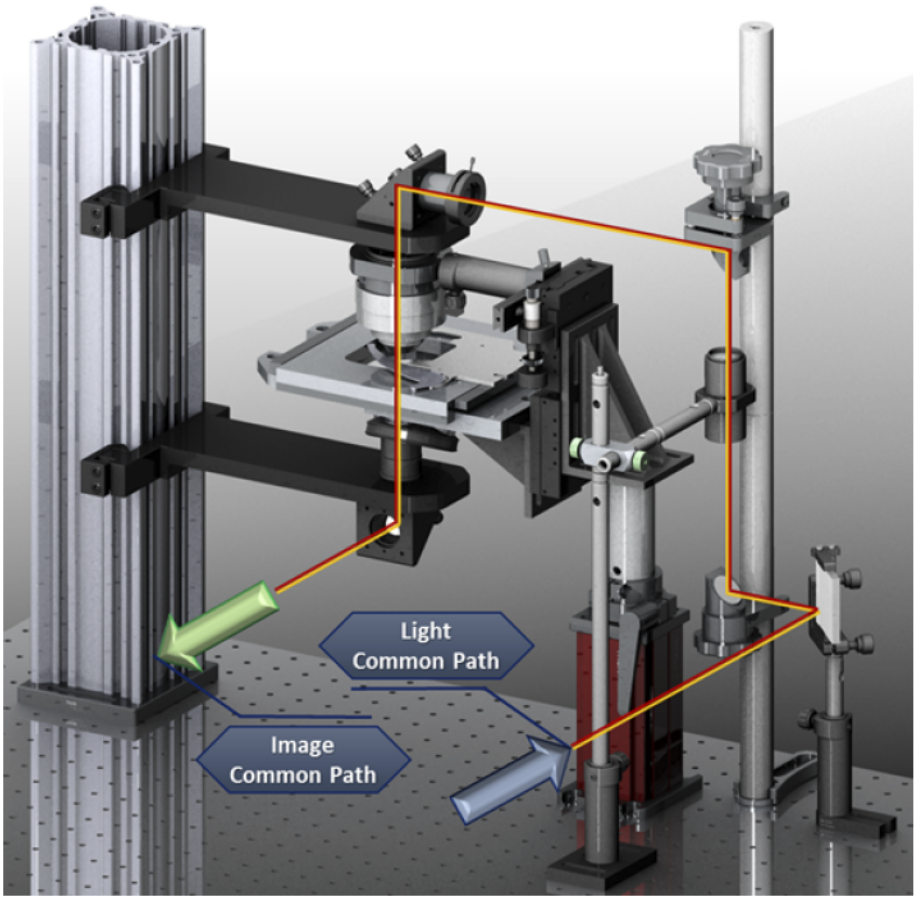


Figura 3.69: Esquema CAD del centro del microscopio. Entrada y salida en camino común.

La imagen formada para cada tipo de iluminación será diferente tanto en las propiedades

de coherencia y la función de transferencia como las propiedades de corrimiento espacial, dispersión y mapa de fase, conformando planos-imágenes propios de cada fuente de luz. El sistema transporta a las distancias efectivas donde se predice los planos imagen definidos por el fabricante de la operación convencional del objetivo de microscopio para una definida longitud de onda. Sobre éste valor, se espera que oscile los diferentes planos propios, generando reducción de la calidad óptica si no se compensan los corrimientos focales individuales.

En el sistema de iluminación no se considera un efecto considerable en la respuesta del sistema para cada fuente, más que un cambio en la eficiencia de iluminación y colimaciones parciales que pueden incluir información de la fuente virtual generando distribuciones levemente no uniformes en general. Ésta consideración se requiere compensar para elevar el rendimiento nominal del aparato, pero para la evaluación del prototipo en virtud de la coherencia y los efectos en la imagen, no se consideran mecanismos de compensación.

La salida del periscopio de microscopía es desviada por un par de espejos que forman la entrada del correlador óptico 4F, que evitan que la luz tenga un recorrido directo y compactarla a la unidad de interferencia. El sistema recoge del plano intermedio la información del espécimen y la distribuye sobre los espejos del interferómetro. En la imagen siguiente se presenta la unidad interferométrica y análisis con sus componentes.

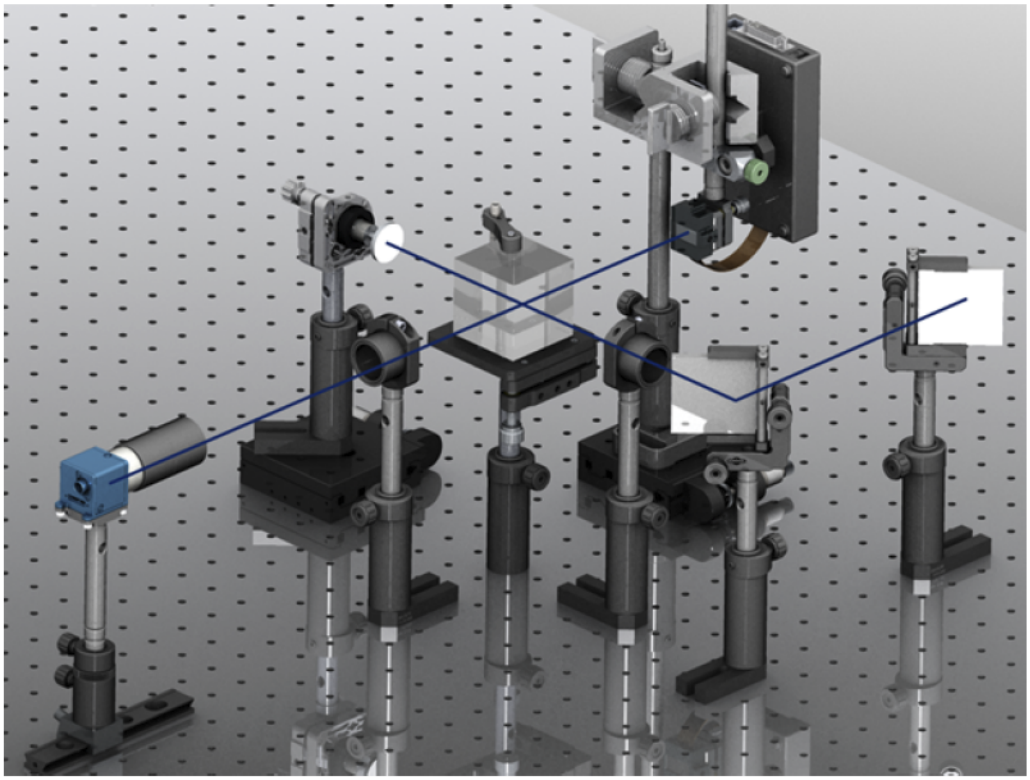


Figura 3.70: Esquema CAD de la unidad de detección y análisis.

Si la diferencia de camino óptico está compensada y ambos brazos reflejan la luz, generan interferencia controlada cuando se ilumina con el ILPC o la luz blanca. El PDLC interfiere a

mayor rango de distancias pero menor a la luz directa del láser. La interferencia se consigue al ajustar las posiciones transversales con los finos tornillos del espejo objeto, de tal forma que se genere una superposición de ambas imágenes. La luz del modulador no se ajusta para mantener la referencia en eje y el plano de la pupila. La mesa de translación lineal de M-423 de Newport permite un recorrido nominal del espejo de $25mm$, por lo que se puede ajustar a $\pm 12{,}5mm$ del centro de la diferencia mínima de interacción de coherencia y tener simetría del desplazamiento de la función de autocorrelación para las pruebas interferométricas. Éste recorrido es suficiente para abarcar por completo esa función, acorde los resultados discutidos en el capítulo dos.

La dirección definida de la forma tipo cruz del interferómetro obliga que el camino de salida de luz cruce transversalmente por el camino común de iluminación. Sobre ésta salida se ha configurado el sistema de detección que está en medio del módulo de luz blanca y el módulo del láser, generando una distribución más compacta del sistema para las distancias focales del correlador, y el espacio a disposición por los montajes externos aledaños.

Esto sin embargo puede modificarse al rotar el cubo de separación 90° para tener el recorrido opuesto hacía el borde de la mesa y ajustando el par de espejos para modificar la dirección de salida del sistema. De ésta forma se reconfigura el sistema de análisis para incluir otras unidas o los rotadores de polarización disponibles en el laboratorio.

El FPA es instalado sobre un riel *dovetail* de $125mm$ de recorrido en medio de los dos módulos de luz directamente en la zona del light exhaust. La luz direccionada que no se incluye en la iluminación incide externamente sobre la estructura de la cámara. El detector se protege con el tubo anodizado para evitar efectos de stray light y luz de fondo externa lateral, por lo que recibe únicamente la luz de salida perpendicular desde el interferómetro.

La luz que cruza la entrada de la cámara corresponde solo a las fuentes CS-PDLC. En el caso del PDLC no hay interacción autocoherente debido a que las distancias de recorrido en el microscopio superan el retardo de interacción coherente efectiva de $2mm$, acorde los resultados vistos en el capítulo dos. Cualquier correlación de luz local entre los haces es superior a la tasa de detección de la cámara, a lo que se traduce en promedio de ruido de fondo sin modulación AC en la señal efectiva.

Si el PDLS está en modo estático, la interacción coherente se traduce a la correlación de speckle entre el speckle expandido que sale del microscopio respecto al speckle fino que entra al sistema. Adicionalmente si la fuente coherente esta activa en el eje de iluminación habrá interacción entre el haz colimado y el speckle en retorno, generando el efecto de modulación de speckle, como se utilizó para caracterizar la fase del speckle en el capítulo dos.

En el caso del de la fuente coherente (CS) la longitud de coherencia es mucho mayor al recorrido nominal en el sistema por lo que hay gran probabilidad de interacción coherente para virtualmente cualquier distancia. Además de los casos descritos anteriormente con el PDLS estático, se puede manifestar la interferencia convencional de franjas según los frentes de ondas.

Por consiguiente se recomienda al utilizar las fuentes de procedencia coherente cambiar a un estado de polarización no ortogonal la salida del microscopio para reducir la interacción cohe-

rente únicamente a las componentes paralelas comunes de la luz que ingresa al microscopio y no en todo el campo con un estado común de polarización.

Ésta configuración cruzada del camino de luz permite indirectamente componer una segunda unidad interferométrica de retardo de fase que puede ser útil en analizar la fase conjunta que sale del microscopio respecto a la luz de entrada, en cuyo caso no se recomienda para la observación únicamente de imagen con éstas fuentes en simultáneo en modo estático. El ILC-ILPC por su parte no afecta en ningún momento la luz que ingresa al detector ya que no cruza el haz que incide al detector, salvo que se desvíe en sentido opuesto con el espejo selector que interviene el eje.

Cómo se ha discutido en ésta sección, la configuración espacial a partir del modelo concepto de luz integrada en módulos de camino común ha permitido generar una distribución compacta, en eje y modular de los componentes del microscopio, permitiendo generar la expansión o integración con otros instrumentos a la salida del sistema, manteniendo un espacio ocupado alrededor de un tercio de la capacidad nominal en área de la mesa óptica Nexus T1225C.

Con la configuración de operación, componentes y distribución de espacio se da forma a la primera versión prototipo propuesta en el marco de éste trabajo académico. En la sección siguiente se procede entonces a la discusión de la implementación física a nivel de laboratorio de la versión del prototipo del aparato experimental en la mesa de operación.

Tras la presentación de la propuesta de microscopio en el análisis del trazado de rayos en las fuentes y la configuración de los elementos comerciales en un espacio de trabajo, se concluye éste capítulo en sistemas ópticos. En el capítulo cuarto se busca presentar los resultados experimentales del funcionamiento y operación directamente sobre las observaciones de microscopía con los dos tipos de fuente principal PDLS y el ILC. De la misma manera se presenta algunas evaluaciones de la calidad óptica y su repercusión en la imagen.

3.9 Conclusión del capítulo

La disposición de un conjunto de subsistemas de iluminación de deferente naturaleza requiere mediar con diferentes distancias entre los diversos sistemas, cual fue abordado a través del concepto de camino común. Esto sin embargo toma como requerimiento múltiples sistemas ópticos que controlen las diferentes propiedades ópticas, con la posibilidad de lograr un rendimiento pertinente global, pero que no explota las capacidades originales de algunos componentes. Sin embargo se ha logrado construir un sistema operacional de iluminación no convencional en microscopía que busca expandir las posibilidades de las técnicas postprocesamiento óptico, para favorecer nuevos análisis de muestras biológicas.

La capacidad de variación de coherencia en éste sistema de microscopía repercute en la capacidad de generar condiciones dinámicas de iluminación, no desde la eficiencia lumínica, sino desde las interacciones luz-materia que se llevan en el sistema, facilitando una herramienta no convencional en la observación de microscopía. Para lograr ésta posibilidad ha sido necesario unificar múltiples conceptos de la óptica, que ha enriquecido el análisis físico para conllevar a la materialización de una propuesta en la microscopía óptica.

Referencias del Capítulo 3

[49] C. Z. Oberkochen. Optical Systems for the microscope. Doc. W XI/71 Kto. West Germany, 1971. Capítulo General Remarks, pág. 6.

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

[51] M. Born y W. Emil. En *Principles of Optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and difraction of light*. 7th ed. Cambridge University Press, 7th ed., 1999. Capítulo 10:Partially Coherent Light, 576-596. ISBN: 0-521-64222-1.

[52] H. Hopkins. On the diffraction theory of optical images. *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, 217(1130):408-432, 1953. DOI: {10.1098/rspa.1953.0071}.

[53] R. Liang. *Optical Design for Biomedical Imaging*. SPIE Press, 2010. Capítulo 4: Microscope Optics- 4.5 Illumination Systems, págs. 152-160. ISBN: 978-0-8194-8369-0.

[54] E. Abbe. Ueber einen neuen beleuchtungsapparat am mikroskop. *Archiv für mikroskopische Anatomie*, 9(1):469-480, 1873. ISSN: 0176-7364. DOI: 10.1007/BF02956177.

[55] C. Roychoudhuri, ed. Tutorial texts in optical engineering. optical Design of Microscope. Vol. TT88. SPIE Press, Bellingham, Washington, 2010. Capítulo 10: Illumination Systems, págs. 94-95. ISBN: 978-0-8194-8095-8.

[56] E. M. Nelson. Ix. an improved vertical illuminator. *Journal of the Royal Microscopical Society*, 27(3):282-283, 1907. ISSN: 1365-2818. DOI: 10.1111/j.1365-2818.1907.tb01657.x.

[57] M. Born y W. Emil. En *Principles of Optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and difraction of light*. 7th ed. Cambridge University Press, 7th ed., 1999. Capítulo 10:Partially Coherent Light, pág. 595. ISBN: 0-521-64222-1.

[58] F. Zernike. The concept of degree of coherence and its application to optical problems, 1938. DOI: 10.1016/S0031-8914(38)80203-2.

[59] M. Born y W. Emil. En *Principles of Optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and difraction of light*. 7th ed. Cambridge University Press, 7th ed., 1999. Capítulo 10:Partially Coherent Light, págs. 596-597. ISBN: 0-521-64222-1.

[60] M. Shalin. *Phase-Space Perspective of Partially Coherent Imaging: Applications to Biological Phase Microscopy*. Doctor of Philosophy, NUS Graduate School for Integrative Sciences y Engineering, Singapore, 2010, pág. 6. URL: http://scholarbank.nus.edu.sg/handle/10635/19182. Doc.[6889].

[61] A. Köhler. Zeitschrift für wissenschaftl. *Mikroskopie*, 10:433-440, 1893.

[62] A. L. Rosa. Koehler illumination. Lecture Notes - Applied Optics PH464/564 ECE594 - Portland State University, 2012. URL: https://www.pdx.edu/nanogroup/sites/www.pdx.edu.nanogroup/files/%282012%29_Koehler_Illumination_1.pdf.

[63] P. M. Duffieux. *L'Intégrale de Fourier et ses Applications a L'Optique*. Paris: Masson & Cie, 2nd ed., 1970. ISBN: 2-225-61842-9.

[64] M. Born y W. Emil. *Principles of Optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and difraction of light*. Cambridge University Press, 7th ed., 1999. Capítulo 8: Elements of the Theory of Diffraction; 9: The diffraction theory of aberrations, págs. 413-493, 543-549. ISBN: 0-521-64222-1.

[65] W. Liu, T. Zhou y S. Liu. Fast algorithm for quadratic aberration model based on cross triple correlation, 2011. DOI: 10.1117/12.879217.

[66] M. Born y W. Emil. En *Principles of Optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and difraction of light*. 7th ed. Cambridge University Press, 7th ed., 1999. Capítulo 7: Elements of the theory of interference and interferometers, 370-373. ISBN: 0-521-64222-1.

[67] L. R. F.R.S. Xxxi. investigations in optics, with special reference to the spectroscope. *Philosophical Magazine Series*. 5.ª ép., 8(49):261-274, 1879. DOI: 10.1080/14786447908639684. URL: http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/14786447908639684.

[68] C. Fabry y A. Perot. Théorie et applications d'une nouvelle méthode de spectroscopie interférentielle. *Annales de Chimie et de Physique*, 16(44):115, 1899.

[69] G. C. Steward. On herschel's condition and the optical cosine law. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 23:703-712, 1927. DOI: 10.1017/S030500410001121X.

[70] E. Abbe. Beiträge zur theorie des mikroskops und der mikroskopischen wahrnehmung. *Archiv für mikroskopische Anatomie*, 9:413-468, 1873. ISSN: 0176-7364. URL: http://publikationen.ub.uni-frankfurt.de/frontdoor/index/index/docId/11525.

[71] Z. Kam. Principles & practice of light microscopy 2. Lecture Notes - Advance Light Microscopy Course - Weizmann Institute of Science, 234 Herzl Street, Rehovot 7610001 Israel, 2013. URL: https://www.weizmann.ac.il/mcb/ZviKam/ALM/L2_Resolution.pdf.

[72] H. G. Kapitza. Microscopy from the very beginning. S. Lichtenberg, edicíon, 1997.

[73] H. H. Hopkins y P. M. Barham. The influence of the condenser on microscopic resolution. *Proceedings of the Physical Society. Section B*, 63(10):737, 1950. URL: http://stacks.iop.org/0370-1301/63/i=10/a=301.

[74] H. Gross. Imaging and aberration theory. Lecture Notes - Institute of Applied Physics Friedrich-Schiller Universät Jena, 2015. URL: http://www.iap.uni-jena.de/iapmedia/de/Lecture/.

[75] C. P. Shillaber. *Photomicrography in theory and practice*. John Wiley & Sons, 1944. Capítulo 3: SLight Lenses imaging and Objective - Section 65: The Evaluation of Microscope Objective, pág. 255.

[76] W. T. Welford y R. Winston. *High Collection Nonimaging Optics*. Academic Press, 1989. Capítulo 2: Some Basic Ideas in Geometrical Optics, págs. 9-14. ISBN: 0-12-742885-2.

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

[78] G. C. Holst. *Electro-Optical Imaging System Performance*, vol. PM-84. Copublished JCD Publishing - SPIE Optica Engineering Press, 2nd ed., 2000. Capítulo 2: Some Basic Ideas in Geometrical Optics, págs. 62-82. ISBN: 0-8194-3701-8.

[79] R. C. Hardie, D. R. Droege, A. J. Dapore y M. E. Greiner. Impact of detector-element active-area shape and fill factor on super-resolution. *Frontiers in Physics*, 3:31, 2015. ISSN: 2296-424X. DOI: 10.3389/fphy.2015.00031. URL: http://journal.frontiersin.org/article/10.3389/fphy.2015.00031.

[80] R. R. Shannon. Aberrations and their effects on images, 1985. DOI: 10.1117/12.946501.

[81] H. Nyquist. Certain topics in telegraph transmission theory. *Transactions of the AIEE*, 47:617-644, 1928.

[82] F. S. R. M. Scott y R. V. Shack. The use of edge gradients in determining modulation-transfer functions. *Photographic Science and Engineering*, 7(6):345-349, 1963.

[83] B. Tatian. Method for Obtaining the Transfer Function from the Edge Response Function. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 55:1014, 1965.

[84] P. D. Burns. Application of tatians method to slanted-edge mtf measurement. En *Electronic Imaging 2005*, págs. 255-261. International Society for Optics y Photonics, 2005.

[85] J. D. Gaskill. En *Linear Systems,Fourier Transforms, and Optics*. John Wiley & Sons, 1978. Capítulo 9: Two-Dimensional Convolution and Fourier Transformation, págs. 339-345. ISBN: 0-471-29288-5.

[86] H. Q. Zhu. *Study on the Image Restoration of Y-Ray Pinhole Imaging System*. Doctor of Philosophy, Tsinghua University, Beijing, 2008.

[87] Thorlabs. Resolution test targets. Online Catalog - Product Reference, 2017. URL: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=4338.

[88] LSST. Use of usaf resolution targets. Reference document on Trac platform - Large Sypnotic Survey Telscope - LSST, 2014. URL: https://dev.lsstcorp.org/trac/export/22962/activeoptics/MZDDE/Documents/USAF%201951%20Resolution%20Test%20Target.pdf.

[89] M. Born y W. Emil. En *Principles of Optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and difraction of light*. 7th ed. Cambridge University Press, 7th ed., 1999. Capítulo 4: Geometrical theory of optical imaging, 161-180. ISBN: 0-521-64222-1.

[90] F. Zernike. Beugungstheorie des schneidenver-fahrens und seiner verbesserten form, der phasenkontrastmethode. *Physica*, 1(7):689-704, 1934. ISSN: 0031-8914. DOI: 10.1016/S0031-8914(34)80259-5.

[91] H. Gross. Optical design with zemax. Lecture Notes - Institute of Applied Physics Friedrich-Schiller Universät Jena, 2013. URL: http://www.iap.uni-jena.de/iapmedia/de/Lecture/Optical+Design+with+Zemax1377986400/ODZ_Optical+design+with+Zemax+4+Aberrations+I-p-20000724.pdf.

[92] B. MacEvoy. Astronomical optics. Astronomical Files from Black Oak Observatory - Online reference page., 2013. URL: http://www.handprint.com/ASTRO/ae4.html.

[93] Optics reference, Littleton, MA01460: Lambda Research, 2005.

[94] Applied Optics And Optical Engineering. Introduction. Vol. Vol. XI. Academic Press, 1992. Capítulo 1: Basic Wavefront Aberration Theory for Optical Metrology, págs. 16-19. ISBN: 0-12-408611-X.

[95] W. R. Hamilton. On some results of the view of a characteristic function in optics. *British Association Report, Cambridge*:360-370, 1833.

[96] J. Arthur R. Weeks, ed. Tutorial texts in optical engineering. Optical design for visual systems. Vol. TT45. SPIE Press, Bellingham, Wash, 2000. Capítulo 6: The Microscope-Design, págs. 69-77. ISBN: 0-8194-3886-3.

CAPÍTULO

4

OBSERVACIONES MICROSCÓPICAS

4.1 La prueba de escala 244
4.2 Corrimiento cromático de la imagen 245
4.3 Imagen con el PDLS 247
4.4 Efectos de magnificación en baja NA 249
4.5 Efectos del sistema del condensador 252
4.6 Observación magnificada de un mosquito 257
4.7 La prueba de resolución USAF1951 263
4.8 Conclusión del capítulo 264

Objetivos del Capítulo

- Presentar los resultados experimentales.
- Discutir los efectos de iluminación.
- Evaluar el rendimiento óptico del sistema.
- Proponer mecanismos de ajustes.
- Concluir el modelo prototipo.

Palabras Clave

- **Calibración.**
- **Medición.**
- **Evaluación.**
- **Calidad óptica.**

Éste capítulo presenta los resultados experimentales tras la instrumentación y construcción del microscopio prototipo a partir de los conceptos y consideraciones discutidas en el capítulo tres. Acorde la estructura del documento 1.8, en éste capítulo no se presenta un marco conceptual del fenómeno, sino que se retoman los diversos conceptos previos, para la descripción de la experimentación y evaluación de la operación del sistema.

Para el análisis del funcionamiento del sistema fue utilizado un espécimen traslucido tinturado de ala de abeja, que debido a la diversidad estructural, fue posible realizar diferentes observaciones, que se presentan en éste capítulo para analizar tres aspectos de la operación de la unidad: Efectos de la iluminación, calidad óptica y limitaciones del prototipo.

Para ésto se ha configurado el capítulo para analizar la escala de observación, aberraciones en la imagen, resolución y detección, junto con otras observaciones durante la experimentación. El capítulo presenta diversas secciones individuales que abordan éstos temas que abarcan de manera las experiencias más representativas en la evaluación de la funcionalidad del sistema, tanto desde la respuesta óptica hasta la calidad de imagen para los dos sistemas de iluminación principal del ILC y el PDLS.

El detector utilizado en todos los registros monocromáticos obtenidos fueron adquiridos con el DMK 23U445. Los registros cromáticos se realizaron con el DCC1645C.

4.1 La prueba de escala

Uno de los análisis importantes en la evaluación de un sistema de aumentos es la **escala de la imagen**, tanto para identificar la proporción de las estructuras como en la evaluación del correcto ajuste de las distancias del plano imagen intermedio del objetivo, y evitar artificios ópticos que falsifiquen la proporción de la magnificación y el tamaño aparente. Para analizar la escala se debe considerar el área del detector, la magnificación del objetivo y un tamaño conocido que se pueda comparar.

El chip que utiliza el detector monocromático es un SONY ICX445ALA que trabaja en modo de escaneo progresivo y tiene un sensor cuya área de imagen es $4{,}8mm \times 3{,}6mm$ por lo que tiene un "circulo de imagen" de $6mm$, con un formato digital de 1280×960 con un periodo espacial de $3{,}75\mu m$ en ambas direcciones. Las medidas que se describen tienen como convención en el documento horizontal × vertical.

Para la medición de la escala se utiliza una regla de calibración de Carl Zeiss que tiene una longitud de $10mm$. Cada milímetro tiene una subdivisión en 10 pasos por lo que la resolución de la medida es de $0{,}1mm$ por cada marca que se observe. Para el registro se prepara el objetivo de M-10X de 10 aumentos de una longitud de tubo de $160mm$, y se ubica en el plano espécimen la regla de calibración y se centra en el campo del detector medio milímetro que abarca la imagen, como se observa en la figura 4.1.

La imagen que se debe proyectar desde el correlador debe tener magnificación unitaria al cumplirse $1 = f_1/f_2$, por tanto la imagen que se recoge desde el espejo de la imagen intermedia llega al detector con la misma magnificación lateral, preservando la escala del objetivo en éste punto. Éste sistema actúa como un ocular que no modifica la imagen.

Los extremos de referencia de los indicadores no están contenidos dentro del campo del detector. Con una leve traslación lateral durante el experimento se corroboró la proximidad del indicador al borde del campo, pero debido al margen de incertidumbre, se desconoce ésta

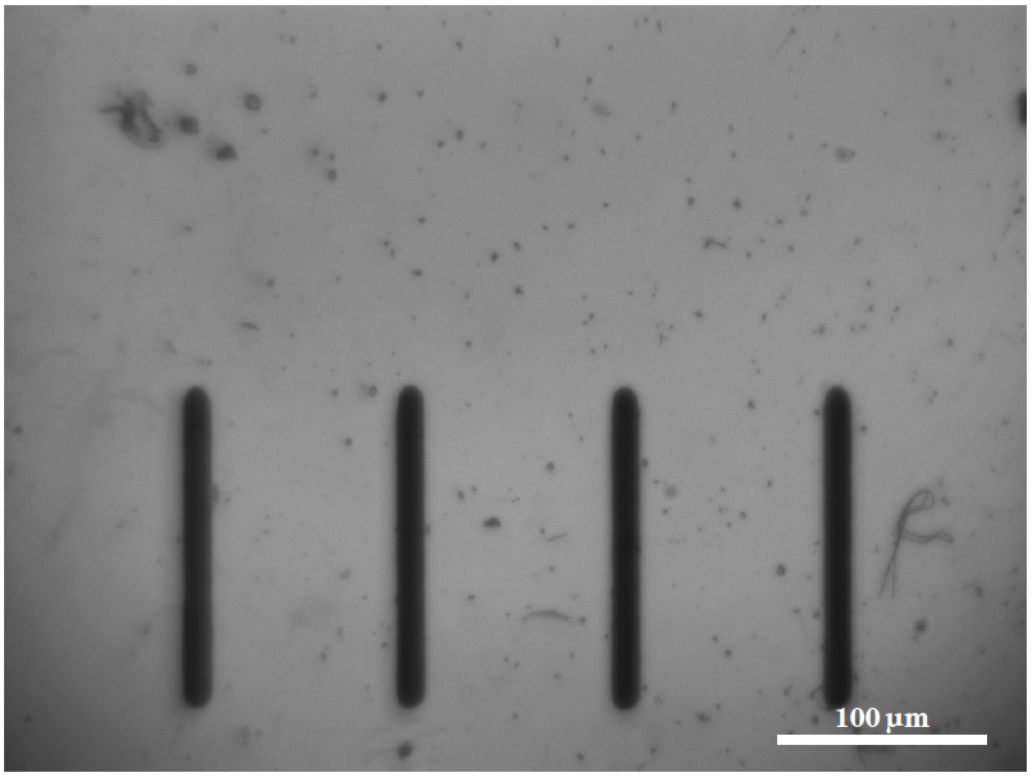


Figura 4.1: Registro de la regleta de calibración de escala. 10× aumentos.

distancia con precisión. Para fines de evaluación se aproxima a la unidad de escala más cercana de resolución que son los $0{,}5mm$ de longitud que define el tamaño aparente.

Conforme al tamaño de la imagen, éstos $0{,}5mm$ se están proyectando en un área de $4{,}8mm \times 3{,}6mm$. Por consiguiente en la proporción horizontal se tiene la relación $4{,}8 : 0{,}5$ a lo que equivale a la escala 9,6×. Sin embargo como se ha observado en la imagen al tener una distancia real un poco menor que $0{,}5mm$, la proporción de escala es levemente mayor.

Éste objetivo tiene una focal efectiva de $16{,}5mm$ acorde el fabricante, por tanto satisface la **proporción de magnificación** $m = 160/efl$, a lo que equivale a 9,69× teóricos. Conforme el valor de la medición experimental 9,6×, actualmente se estaría demagnificando un 0,93 % de la imagen respecto al diseño del objetivo. Implicando entonces que es posible un leve desajuste en la posición del punto imagen del microscopio a una distancia $(9{,}6)(16{,}5mm) = 158{,}4mm$ con una separación de al menos $1{,}6mm$ del punto imagen teórico.

A partir del margen relativo de un 1 % diferencia de aumentos, en el comportamiento nominal del objetivo se comprueba que las distancias a las cuales fue ajustado el objetivo están en congruencia a la magnificación observada en el detector y la magnificación real que ofrece el fabricante. Los objetivos de ésta serie de Newport comporten el mismo diseño de la longitud de tubo de $160mm$, por lo que las magnificaciones para ésta serie se preserva la escala de calibración.

4.2 Corrimiento cromático de la imagen

La siguiente prueba que se presenta es el comportamiento cromático. La serie de objetivos de Newport están diseñados para ser utilizados en unidades de acople de fibra óptica o filtrado espacial por lo que propiamente no tienen un comportamiento definido para el sistema de formación de imagen. Una de las condiciones es que no es plan-acromático por lo que por dispersión las diferentes longitudes de onda generan una imagen desplazada. En general todo el conjunto no tiene compensación cromática por lo que puede inducir al corrimiento de imagen cuando el ILC ilumina el microscopio.

Para observar el efecto se presenta la figura 4.2. Ésta figura presenta un tubo vascular de una sección del ala de abeja observado con 20× aumentos. En la imagen se observa un corrimiento de saturación cromática donde se distingue el efecto usual de la coloración azul en las partes más externas de la imagen y los tonos rojizos hacía el centro de la imagen. Éste efecto corresponde a la aberración cromática lateral.

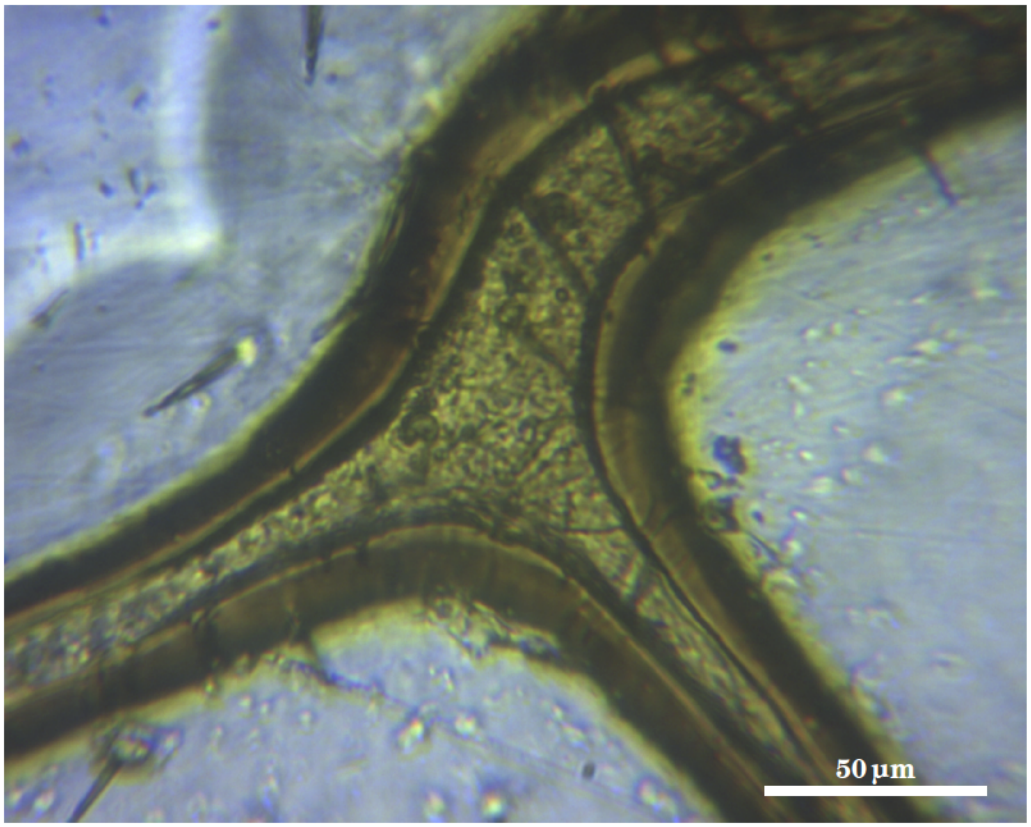


Figura 4.2: Cromaticidad en la imagen del espécimen - 20× aumentos.

El chip del detector cromático es un Micron MT9M131 que trabaja también en modo de escaneo progresivo y tiene un sensor cuya área de imagen es $4{,}6mm \times 3{,}7mm$ por lo que tiene un formato óptico $(1/3'')$ 5 : 4, a lo que equivale en un formato digital de 1280×1024, con un periodo espacial de $3{,}6\mu m$ en ambas direcciones.

En relación al efecto en la imagen, el **campo de iluminación** tiene una composición espectral mayoritariamente azul, mientras que el color de la tinsión es marrón. Esto ocasiona que si el espécimen tiene un espectro de emisión cromático amplio, el efecto de emborronamiento dispersión en los diferentes planos focales es más notable en particular sobre los $400nm$ y en los $600nm$ de longitud de onda.

Pero si el espécimen tiene un rango más reducido de longitudes de onda de emisión, la cromaticidad no es muy notoria, como en éste caso, donde el azul es principalmente absorbido por la estructura, definiendo un matiz de emisión definido entre amarillo a marrón con un corrimiento relativamente cercano, permitiendo detallar la información del conducto con un cierto grado de nitidez.

El color azul del fondo corresponde al campo de iluminación que se propaga en un medio principalmente traslucido, pero en el que también se observa parte de la separación cromática. Aunque no es un factor dominante que afecta la composición de imagen, en particular en la prueba, no se puede mencionar lo mismo para otros especímenes, por lo que logra ser un primer factor limitante en las prestaciones ópticas del sistema en observaciones a color. En el caso de requerir un registro con con menor cromaticidad, se puede incluir un filtro de color o uno interferencia en la fuente, para componer una iluminación con una longitud de onda preferiblemente del menor valor de corrimiento focal. Ésto sin embargo acorde la composición del LED, limita al azul para una mejor eficiencia lumínica pero conlleva a un mayor corrimiento focal.

4.3 Imagen con el PDLS

Otra de los análisis que se realiza es sobre el efecto de la iluminación con el sistema de descorrelación coherente para identificar la forma en que éste campo conforma una imagen efectiva en el tiempo. Para ésto, se realiza una observación al espécimen con el objetivo de 20× aumentos de la misma región del conducto. En la figura 4.3 se presenta un ejemplo.
La composición de imagen resulta en una similar descripción de la estructura obtenida anteriormente con el campo cromático, donde los bordes del conducto no poseen los usuales efectos difractivos con una iluminación complemente coherente, implicando entonces que el efecto de la descorrelación ha modificado la función de transferencia del sistema, como se había discutido en el capítulo dos en la subsección 2.4.3.

Éste cambio de la respuesta del sistema permite una propiedad interesante en relación a los contrastes. En la microscopía óptica de transmisión convencional, el condensador media la función de modulación de contrastes (CTF/MTF) y la frecuencia de corte, para generar una balance entre detección y reconocimiento de los detalles del espécimen, como se discutió en el capítulo tres con los efectos del condensador con la figura 3.18.

Cuando el campo se torna coherente, la CTF permite mejorar el contraste de la información espacial. En éste caso se presenta éste efecto donde se observa las paredes del conducto con mejor contraste, en relación a la respuesta incoherente analizada en el caso cromático. Este

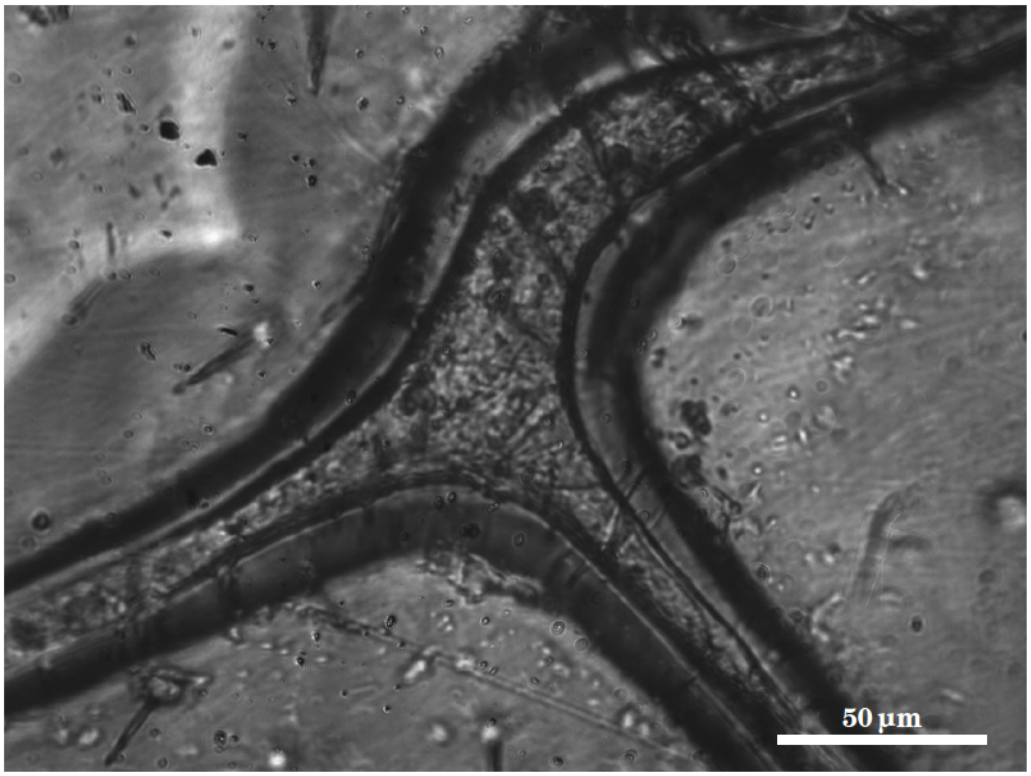


Figura 4.3: Composición de imagen del PDLS en el objetivo de 20× aumentos.

sistema de iluminación permite generar una función de transmisión que genera imágenes similares a los campos incoherentes mientras mantiene un **nivel de contraste** con tendencia coherente, siendo de utilidad en el reconocimiento de los detalles del espécimen. Para una comparación entre los dos sistemas de iluminación se presentan algunas figuras en la subsección siguiente.

4.3.1 Comparación de fuentes de iluminación

Otro de los aspectos que se busca analizar en el sistema es el comportamiento de la interacción con el ILC y el PDLS. Para ésto se realizó algunas observaciones en diferentes zonas de la abeja alternando las fuentes con el espejo selector, para identificar los efectos y similaridades de la composición de imagen con fuentes de diferente origen con el mismo detector monocromático.

En la figura 4.4 se presenta una imagen de una estructura ramificada observada con 20× aumentos, la cual está compuesta de unos conductos internos (de tono opaco) del que derivan las ramificaciones (de tono claro). La primera imagen es generada por el ILC utilizando un filtro cromático amplio verde y la segunda con el PDLS con los tres unidades a $5V$. Ambas imágenes se toman con la misma apertura se ajusta la exposición con el PDLS para tener un balance cercano de intensidad.

En las dos imágenes se observa una descripción similar de la estructura en donde las cambios más notorios es sobre el efecto del contraste y algunos efectos ondulatorios remanentes. Al observarse la segunda imagen aparenta un poco de mejor agudeza en los bordes en particular en la base de la estructura ramificada y en la parte intermedia de la imagen, donde se observa contrastes de grises menos suaves que el caso del incoherente.

El efecto ondulatorio remanente está presente en la segunda imagen y puede verse en la difracción de borde por el cambio de medio, al realizar un acercamiento en la frontera diagonal. También se observa en la esquina superior izquierda la difracción en los cuerpos oscuros de ésta región.

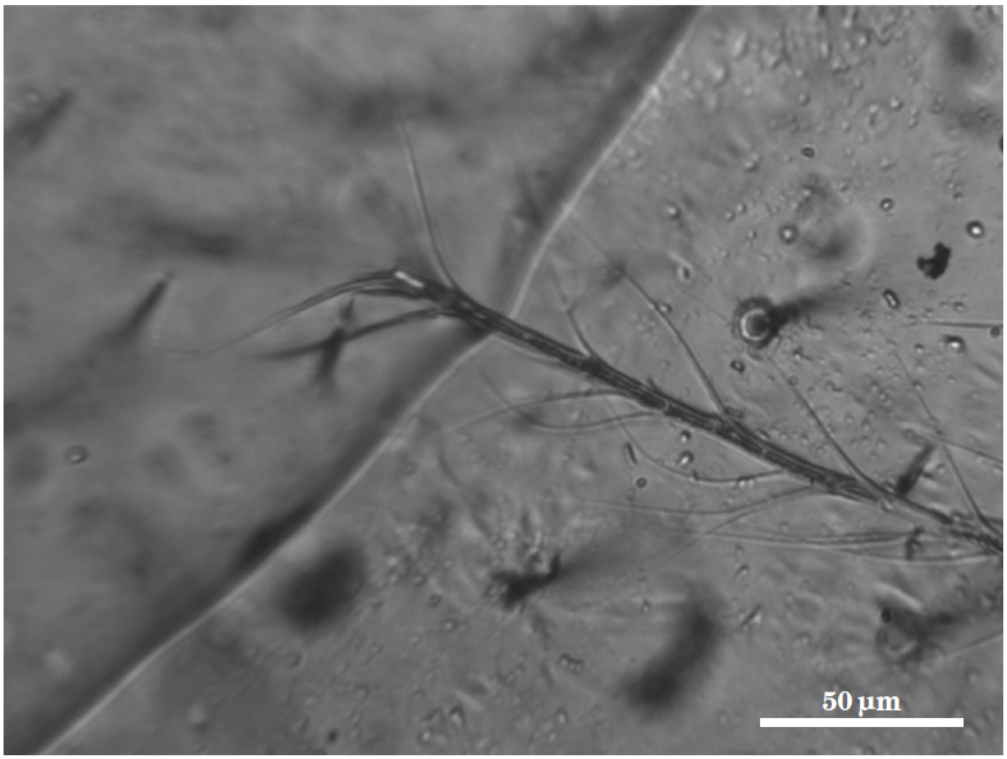
Sobre la potencia de lumínica, el PDLS pierde densidad de luz por la rotación y selección del estado de polarización, el largo recorrido desde las unidades de descorrelación hasta el periscopio, donde el campo se ha expandido y la porción que se trunca no es tan luminoso como el ILC que queda cercano a la entrada del periscopio. Para evaluar éste efecto se presenta en la figura 4.4.

Las observaciones de la figura 4.5 se realizan con el objetivo de 10× aumentos en las mismas condiciones de apertura y al mismo tiempo de exposición ajustado para el ILC. El objeto de análisis corresponde a otra estructura ramificada en otra región del ala, cual posiblemente es un resto de flora atrapada del hábitat de procedencia del espécimen. En la segunda imagen se puede observar la reducción de energía lumínica respecto al ILC en la primera imagen que es cercana al 30%. La segunda imagen fue reenfocada en el experimento para mantener la misma definición de imagen, debido al corrimiento focal entre los $500nm$ y los $600nm$ de cientos de micras.

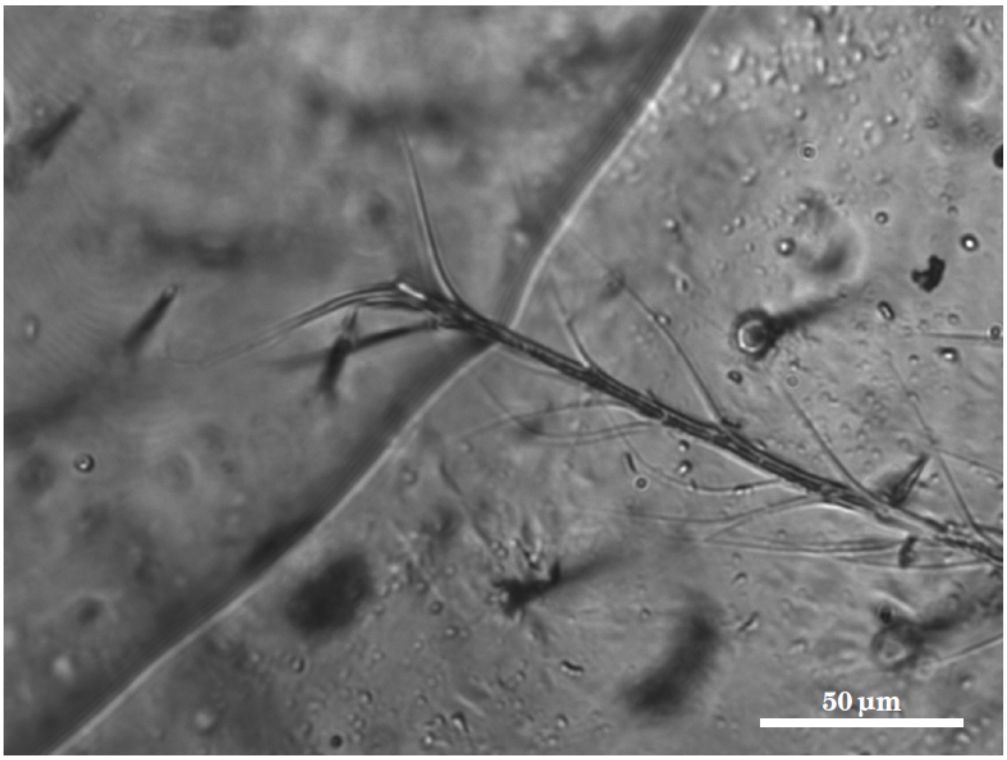
La imagen con el PDLS describe el mismo comportamiento de similitud de la respuesta incoherente donde se detalla un poco mejor la imagen por el contraste y la ausencia de la dispersión. En la primera imagen se observa el efecto de emborronamiento cromático. A pesar de tener el filtro verde, el espectro de selección es todavía amplio por lo que se observa la dispersión en el líquido de suspensión, que reduce un poco la **calidad de imagen**.

En ambos casos vistos, la resolución axial para ambas fuentes es relativamente cercana en los planos volumétricos contenidos en el DOF. En el caso del $633nm$ se espera tener mayor capacidad de mantener más campos en focal pero la separación volumétrica interplanar de la muestra es más distante que el DOF en cualquiera de las dos fuentes, ocasionando que no haya mayor distinción de un plano distante con mayor o menor enfoque.

En el caso del $532nm$ éste tiene mejor resolución axial, pero no influye representativamente en la composición de imagen porque los planos axiales de la muestra son esencialmente opacos, salvo que sea un medio traslucido, por tanto la información de otro plano en el DOF no se detecta. Sin embargo respecto a la resolución lateral, tiene mejor capacidad de recuperar más detalles, pero debido al corrimiento cromático de las componentes filtradas, no es posible definir cuánto más resuelve respecto al $633nm$. Para observar éstos efectos de la resolución, con el aumento de la magnificación, se discute en la sección siguiente algunas observaciones con los otros objetivos.

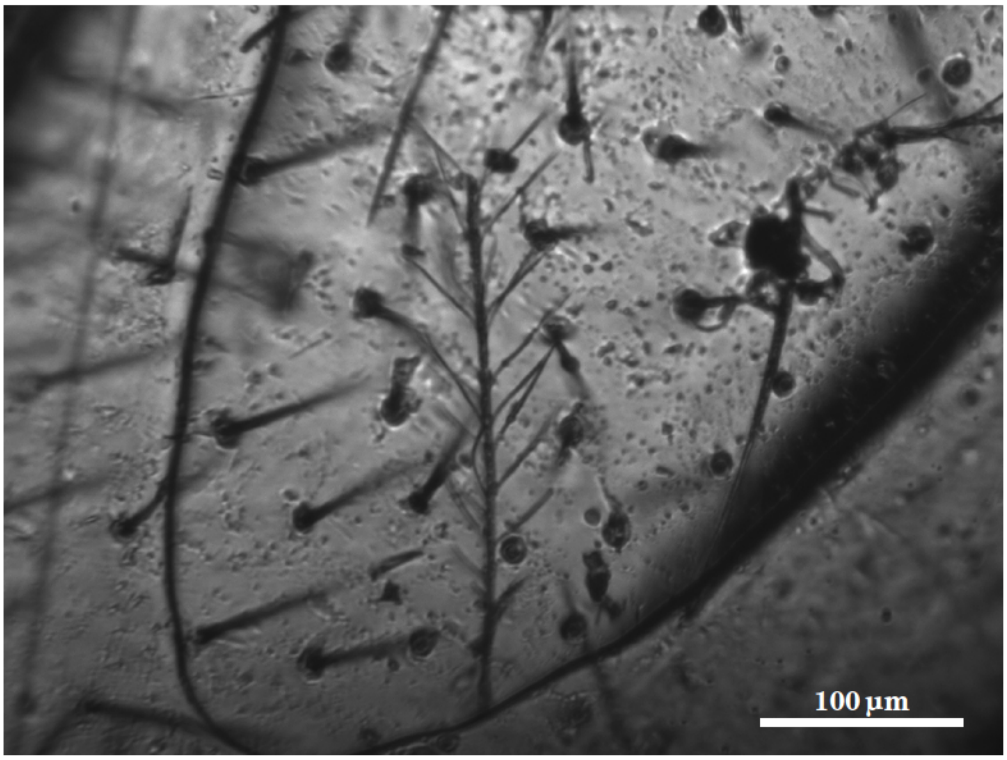


(a) Observación de estructura ramificada con el ILC.

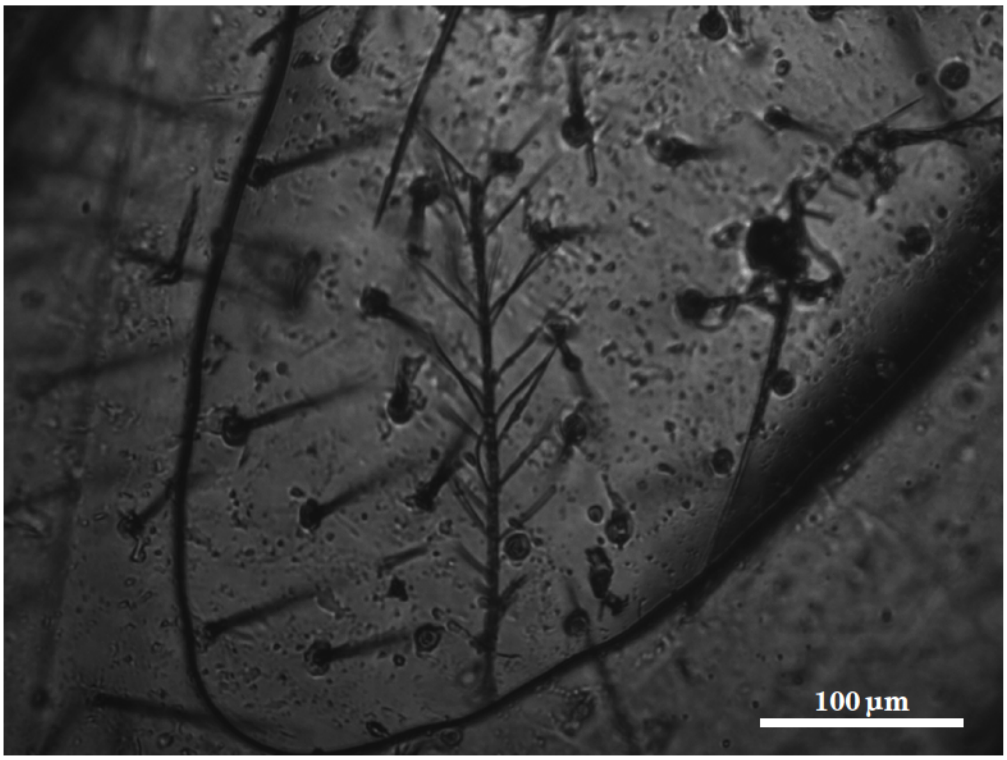


(b) Observación de estructura ramificada con el PDLS.

Figura 4.4: Comparación de imagen en los sistemas de iluminación - 20× aumentos.



(a) Observación de estructuras del ala de abeja 10× aumentos - ILC.



(b) Observación de estructuras del ala de abeja 10× aumentos - PDLS.

Figura 4.5: Comparación a la misma exposición en ambos iluminadores - 10× aumentos.

4.4 Efectos de magnificación en baja NA

Durante las pruebas anteriores se ha utilizado el primer sistema de iluminación del prototipo que configura una apertura numérica baja que se proyecta al espécimen. Bajo éstas condiciones se realiza una prueba de magnificación desde 10× - 60× para evaluar los efectos de resolución, magnificación e iluminación en éstas condiciones.

El objeto de análisis corresponde a la estructura ramificada anteriormente discutida, donde se realza un aumento secuencial de la magnificación tanto para el sistema del ILC como del PDLS. En la figura 4.6 se presenta las imágenes obtenidas.

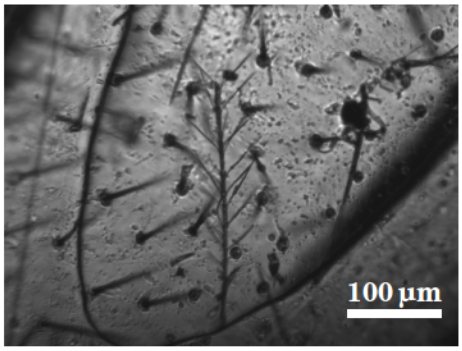
En la primera columna se presentan las magnificaciones de con el ILC y en la segunda columna con la iluminación del PDSL. Los tiempos de exposición son ajustados para mantener un balance de intensidad antes de inducir ruido en la imagen. El cambio de la fuente se realizó interponiendo el espejo de selección sobre el camino común, manteniendo el espécimen en su posición. De las imágenes lo más notable es la reducción de la intensidad disponible en ambos sistemas, como consecuencia, además de la naturaleza de los iluminadores, la reducción de la apertura clara desde el FFP (plano frontal) de los objetivos del M-SET. Éste efecto ésta asociado también a la funcionalidad de los objetivos con la apertura numérica.

La NA además de definir la capacidad de resolución en la pupila y por los ordenes de difracción admisibles, define el flujo de luz esperado por el objetivo. En ésta prueba al utilizar un cono cerrado en el plano del objeto no se logra llenar el BFP del objetivo ocasionando, una reducción en la cantidad de luz al aumentar el NA y la magnificación, y por tanto la agudeza óptica de la imagen.

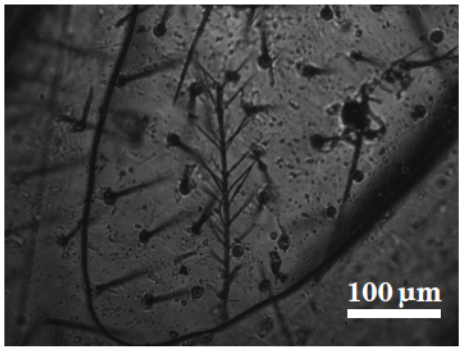
De ésta forma en los objetivos de **baja magnificación** de 10× - 20× aumentos admiten menor capacidad de llenado del BFP y se obtiene un balance en la intensidad y resolución, como se ha visto en las pruebas anteriores. Sin embargo como para las magnificaciones mayores se requiere un campo de iluminación divergente con la misma densidad de energía angularmente que llene el BFP, al no lograrse se obtiene éste tipo de resultados de las filas 3 y cuatro de la figura 4.6 para cualquiera de los dos sistemas, y el PDLS tiene mayor restricción en mayores NA porque no logra mantener suficiente **densidad de energía lumínica** para la distribución angular el plano del espécimen.

Éste resultado corrobora que la versión prototipo no está lista para utilizar objetivos de gran apertura numérica y requiere un nuevo modulo de proyección en el periscopio para controlar el cono de luz y una unidad de colección de campo previa al periscopio para solventar la limitación del tamaño de *spot* de $1''$, bien como sistema telescópico o tipo proyector *relay* para garantizar una mayor densidad de energía angular.

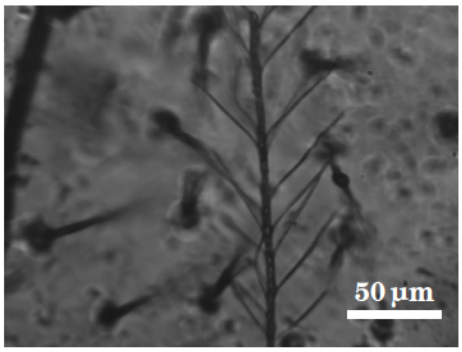
En vista a éste requerimiento fue que se propuso el modelo actual de iluminación presentado en el capítulo tres en la subsección 3.7.4, para incluir el condensador. El sistema de condensación es elementalmente un sistema de proyección invertido donde se proyecta una fuente virtual al espécimen. En la sección siguiente se discute sobre los **efectos del condensador**.



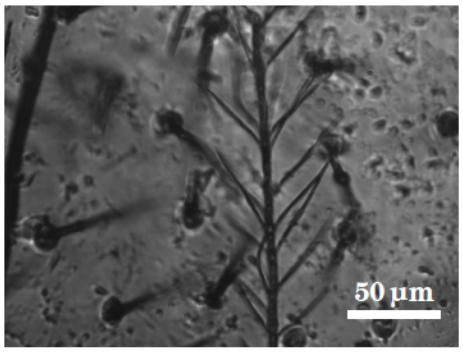
(a) Magnificación de imagen 10× - ILC.



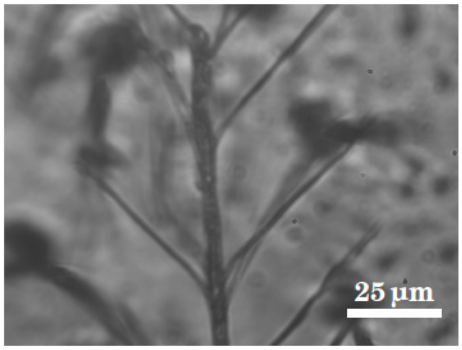
(b) Magnificación de imagen 10× - PDLS.



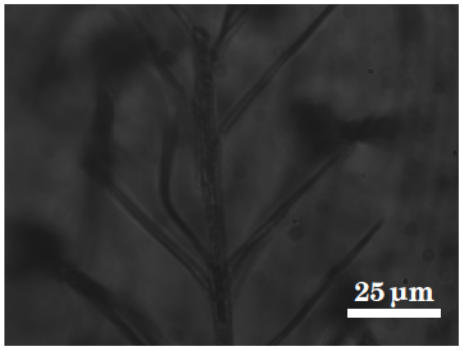
(c) Magnificación de imagen 20× - ILC.



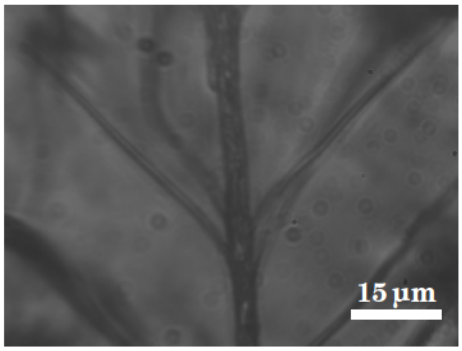
(d) Magnificación de imagen 20× - PDLS.



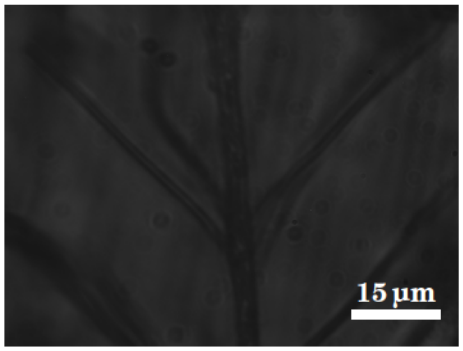
(e) Magnificación de imagen 40× - ILC.



(f) Magnificación de imagen 40× - PDLS.



(g) Magnificación de imagen 60× - ILC.



(h) Magnificación de imagen 60× - PDLS.

Figura 4.6: Comparación de la magnificación en baja NA con ambos iluminadores.

4.5 Efectos del sistema del condensador

El sistema de condensación que se incorpora en la unidad prototipo es tomado de un microscopio comercial cual es adaptado para ser instalado en la mesa del portamuestras. El condensador se configura en los planos conjugados acorde la configuración Köhler desde cada iluminador del PDLS y el ILC. Para la evaluación de uno de los efectos con el diafragma de apertura de condensación, se realiza una prueba con diferentes diámetros, y en éste caso con el ILC con el filtro cromático para tener mejor balance de intensidad, utilizando el objetivo de 20× aumentos. Los resultados se presentan en la figura 4.7.

La secuencia se evalúa desde la apertura de $16mm$ y se reduce cada milímetro hasta llegar a una apertura de $2mm$, en el que se busca observar los efectos de la función de transferencia de contraste en la detección y reconocimiento de detalles del espécimen. Los tiempos de exposición se definieron automáticos acorde el balance de intensidad evaluado por el software de captura de imagen IC Capture.

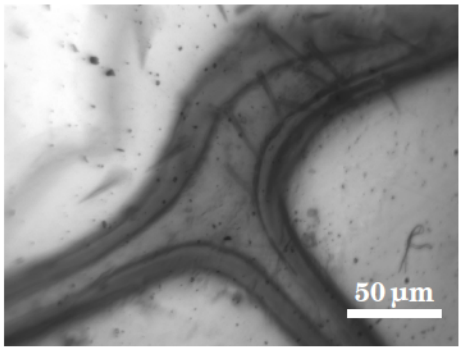
La secuencia se organiza de forma decreciente en la figura tal que la primera columna presenta la variación desde la apertura $16mm$ - $10mm$ y la segunda columna desde $8mm$ - $2mm$, con algunos saltos de aperturas donde no se observó variación representativa. Mientras se reduce el diafragma ocurren dos efectos en el campo, varía el flujo lumínico, que ocasiona que se oscurezca la imagen y se generen artificios difractivos como zonas oscuras.

Ésto causado por el desvío y truncamiento de los rayos que vienen desde un punto marginal en relación al eje. Segundo la correlación cruzada del campo varía, generando un comportamiento levemente más coherente, que ocasiona que la CTF mejore los detalles de la imagen pero pierda una mayor frecuencia de corte.

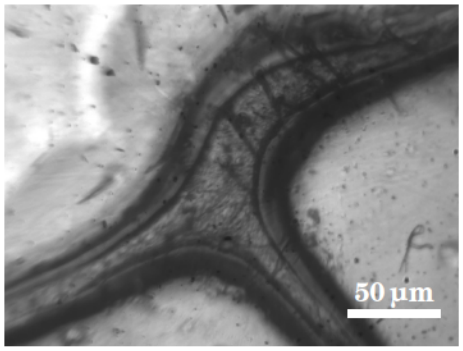
Acorde el comportamiento de las imágenes se logra un mejor balance de contrastes tanto por la respuesta levemente coherente de la CTF como la reducción de flujo lumínico. Las imágenes presenta una distribución oblicua de intensidad con efecto de gradiente, generando algunas que se proyectan en dirección a la esquina inferior derecha. Ésto es debido que el condensador al estar en un soporte externo no está del todo coaxial al eje principal generando éste tipo de distribución. Sin embargo esto se considera que no afecta el efecto que se evalúa.

La primera imagen describe una distribución con pocas sombras porque recibe la mayor cantidad de luz en diversos ángulos, por lo que en la pared derecha del conducto no es tan oscuro como en el resto de las imágenes. Adicional a esto la parte central aparenta una forma uniforme donde está principalmente ausente de las estructuras del conducto. Los bordes también aparentan ser claros y suaves en la topografía.

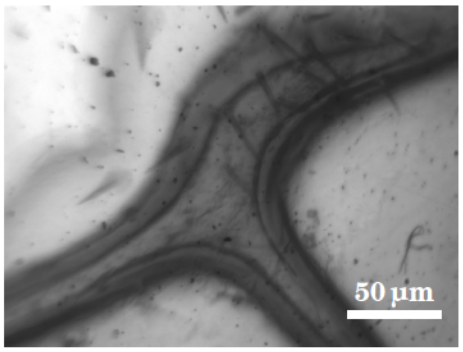
Al reducir el diafragma, en toda la imagen aparecen las pequeñas estructuras y la textura rugosa del centro del conducto, mientras se reduce la intensidad. El tiempo de exposición se ajusta para generar una distribución similar de intensidad en todas las imágenes. Cuando se llega a la apertura de $8mm$ y $6mm$ las sombras incrementan y aparecen la mayoría de estructuras. De la misma manera se va perdiendo la coloración gris uniforme del medio



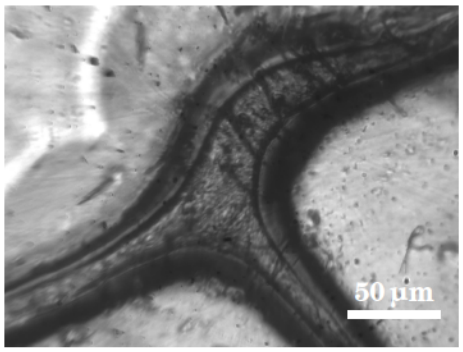
(a) Apertura de condensación 16mm - ILC.



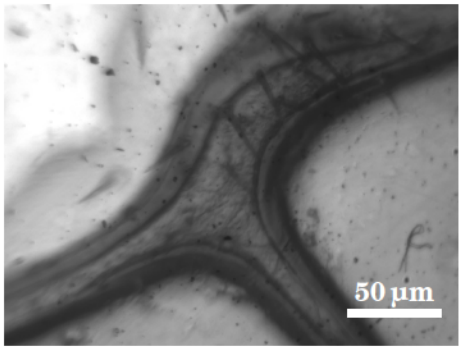
(b) Apertura de condensación 8mm - ILC.



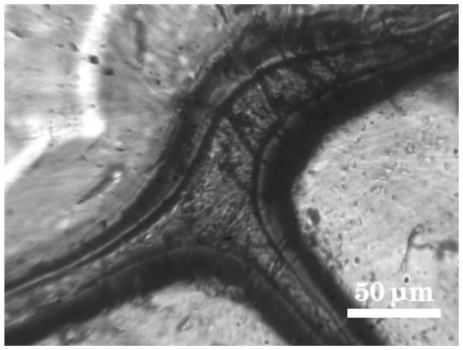
(c) Apertura de condensación 14mm - ILC.



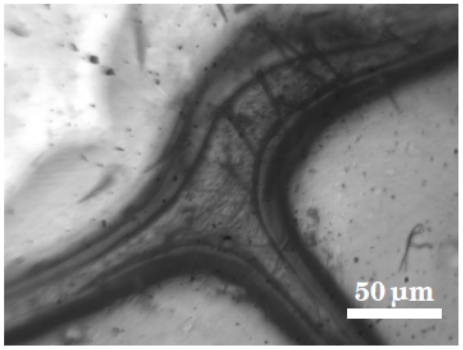
(d) Apertura de condensación 6mm - ILC.



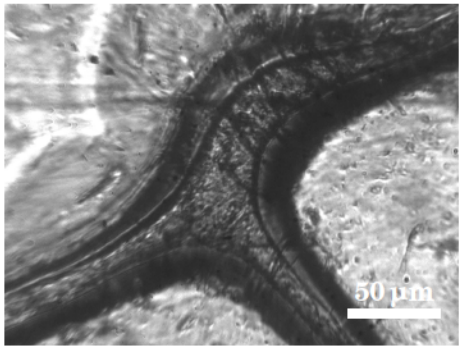
(e) Apertura de condensación 12mm - ILC.



(f) Apertura de condensación 4mm - ILC.



(g) Apertura de condensación 10mm - ILC.



(h) Apertura de condensación 2mm - ILC.

Figura 4.7: Efectos en la formación de imagen por la apertura conjugada de condensación.

externo al conducto, donde aparecen las gotas y manchas del líquido de suspensión y otras propiedades topográficas de la muestra.

En las aperturas $4mm$ y $2mm$ aparecen los efectos difractivos con el oscurecimiento no estructurado, respecto a la forma del espécimen, de algunas regiones, en particular en la última imagen donde aparece una linea oscura en la parte superior del conducto.

Éste comportamiento del control del contraste solamente se observa cuando las aperturas y los planos conjugados del sistema están en configurados en el modelo de iluminación de Köhler. En otras distancias la luz se proyecta similar en los casos similares del primer modulo de iluminación utilizado en las pruebas anteriores.

Ésto sin embargo conlleva que para cada cambio del objetivo se requiere reacoplar el plano del condensador con ajuste fino, por lo que puede ser un factor limitante por la montura mecánica prototipo del condensador que no permite un ajuste fino de las distancias axiales y el ajuste coaxial. En los objetivos de menor magnificación tiene más tolerancia pero en los sistemas de mayor NA, no es posible ajustar a su totalidad la imagen del diafragma de campo del colector.

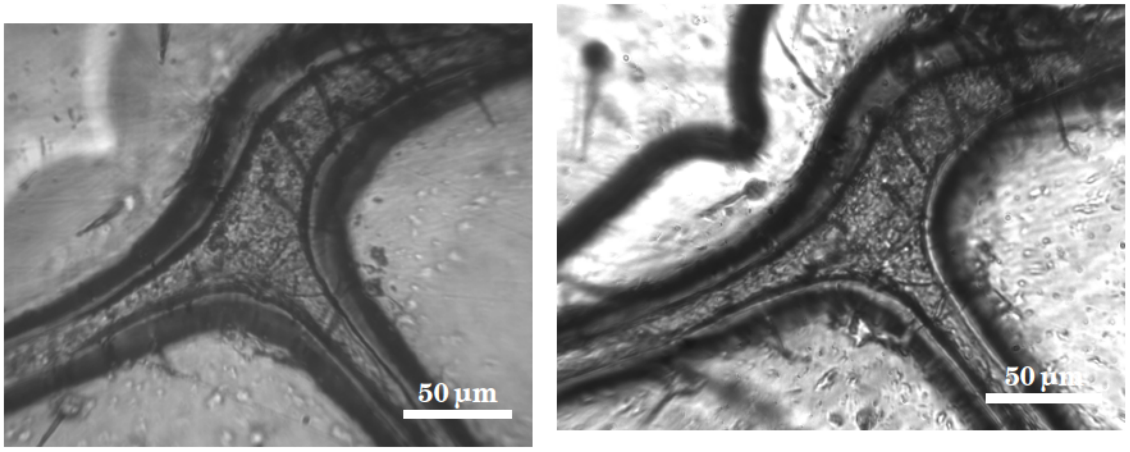
Respecto al comportamiento del condensador para los objetivos de mayor NA se tiene la limitación que el diámetro de luz que ingresa al periscopio es menor o igual a una pulgada, ocasionando que subutilice la capacidad de luz que puede recibir el condensador, limitando el cono de luz que llega al espécimen, por lo que para altas magnificaciones se recae en la restricción de un llenado parcial del BFP, y la imagen pierde agudeza óptica y resolución, aún cuando se compensa la cantidad de luz que pasa la apertura clara desde el FFP.

El condensador requiere un mayor control y ajuste en la apertura de iluminación y distancia al objetivo cuando se busca utilizar aperturas numéricas mayores, por lo que actualmente ésta configuración no permite explotar el potencial de éstos objetivos.

Otra de las limitaciones de la unidad de condensación es el ajuste coaxial al eje principal, donde leves desajustes de rotación e inclinación, se traducen en una reducción de la cantidad de luz que pasa por el objetivo, al igual que se inducen perspectivas oblicuas de iluminación que degradan la capacidad de resolución del sistema, en particular cuando se presenta la cromaticidad en ausencia del filtro. Como ejemplo de la gradación efecto se compara la observación del conducto con el sistema inicial de iluminación y al condensador axialmente desajustado, en la figura 4.8. Ambos son obtenidos con la luz del ILC.

Los cambios se presentan desde el cambio de perspectiva, el corrimiento oblicuo de algunas partículas que están encima del conducto,reflexión especular en el medio, proyección oblicua de sombras entre otros efectos ópticos, derivados de los ordenes de difracción que se pueden recoger angularmente que alteran, la estructura y proporción aparente del conducto. La técnica de microscopía por transmisión tiene gran dependencia en la dirección y forma de iluminación que exige tener una incidencia paralela al eje principal para lograr un rendimiento óptico pertinente en la descripción fiable de la información del objeto.

Para un mejor control de éste sistema se recomienda acoplar el condensador en un sistema tri-axial de traslación micro métrica desde la montura externa de la mesa del objeto o



(a) Imagen por iluminación coaxial.

(b) Imagen por iluminación oblicua.

Figura 4.8

incorporar al periscopio de microscopía un acople a través del *cage system* en las paletas de soporte de instrumentos, para fijar el condensador y desplazar verticalmente el objetivo.

Con la descripción de los efectos notables del condensador, se continua con otra de las observaciones que se realizó para la evaluación del sistema, cual corresponde a un *anopheles aegypti*, una especie de mosquito que es común en la localidad. Las observaciones de éste espécimen se discuten en la siguiente sección.

4.6 Observación magnificada de un mosquito

Los mosquitos son animales que tienen una estructura biológica más pequeña y compacta que las abejas y otros insectos, por lo que resultan ser de utilidad en la evaluación del rendimiento óptico de un sistemas de microscopía óptica por, las finas estructuras contenidas en las alas, antenas, y extremidades. Para evaluar la capacidad del sistema prototipo se adquirió un *anopheles aegypti*, un vector transmisor común del trópico. Para la observación de éste espécimen se ajusta el sistema de proyección de luz focal con una lente de $50mm$ cual es coaxial al eje principal. Adicionalmente se utiliza la fuente del ILC con el filtro cromático verde, para reducir el corrimiento cromático.

El cuerpo del mosquito ante ésta técnica de transmisión es elementalmente opaco, por lo que las observaciones que se puede realizar están en la descripción morfológica por contraste de fondo, y por transmisión de luz en las alas del mosquito. La observación se realiza con los objetivos de 10× y 20× aumentos, con los que se inspeccionan las alas y algunas de las extremidades. En la figura 4.9 se presenta un primer panorama de la estructura de las alas. Debido a que el mosquito fue incorporado a la investigación con el menor daño posible, el espécimen se ubica de costado sobre el torso por lo que todo el cuerpo está inclinado donde

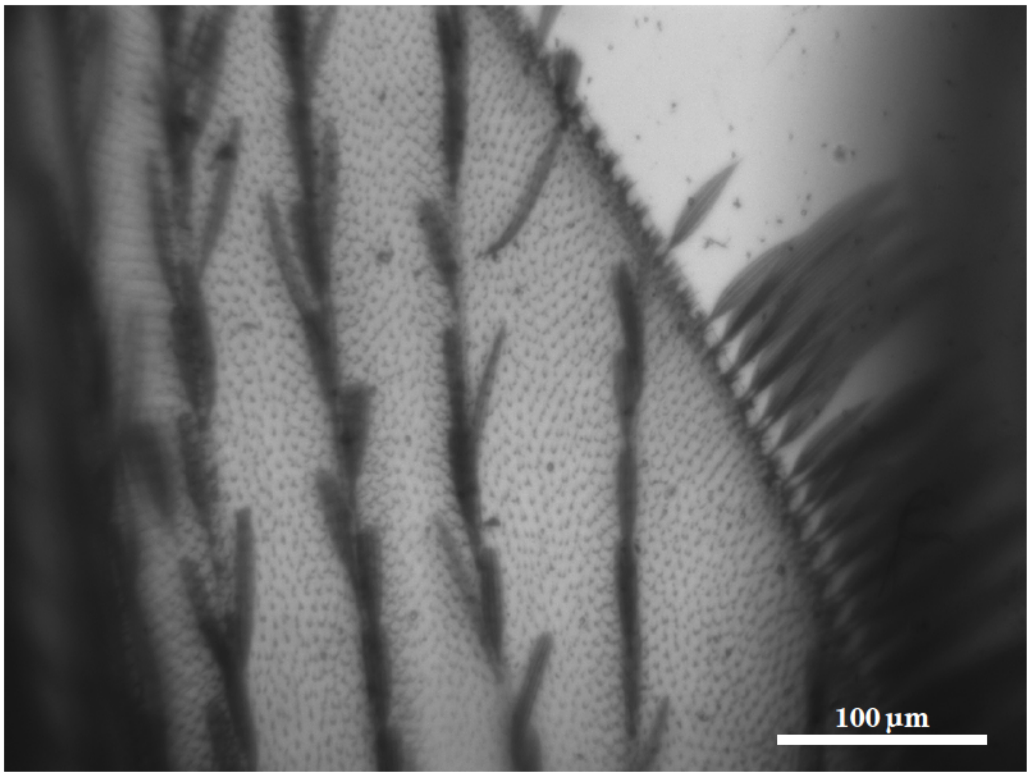


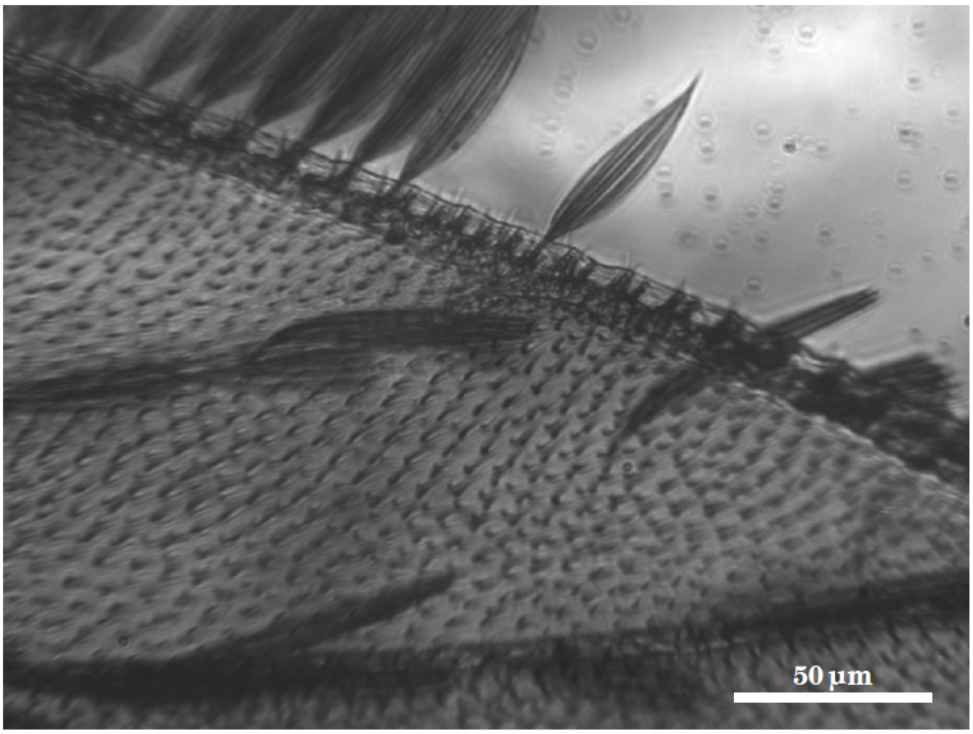
Figura 4.9: Observación de la estructura del ala de mosquito - 10× aumentos - ILC.

la cabeza está en un plano axial superior que al abdomen, permitiendo un escaneo lateral oblicuo. Ésto ocasiona que algunos de éstos planos se incluyan por fuera del DOF generando un borrón de éstos en la imagen que se registra. El mosquito esta colocado sobre una lámina de vidrio de 1,5mm protegido por un cubre-objeto de 0,5mm y no está inmerso en un líquido de suspensión.

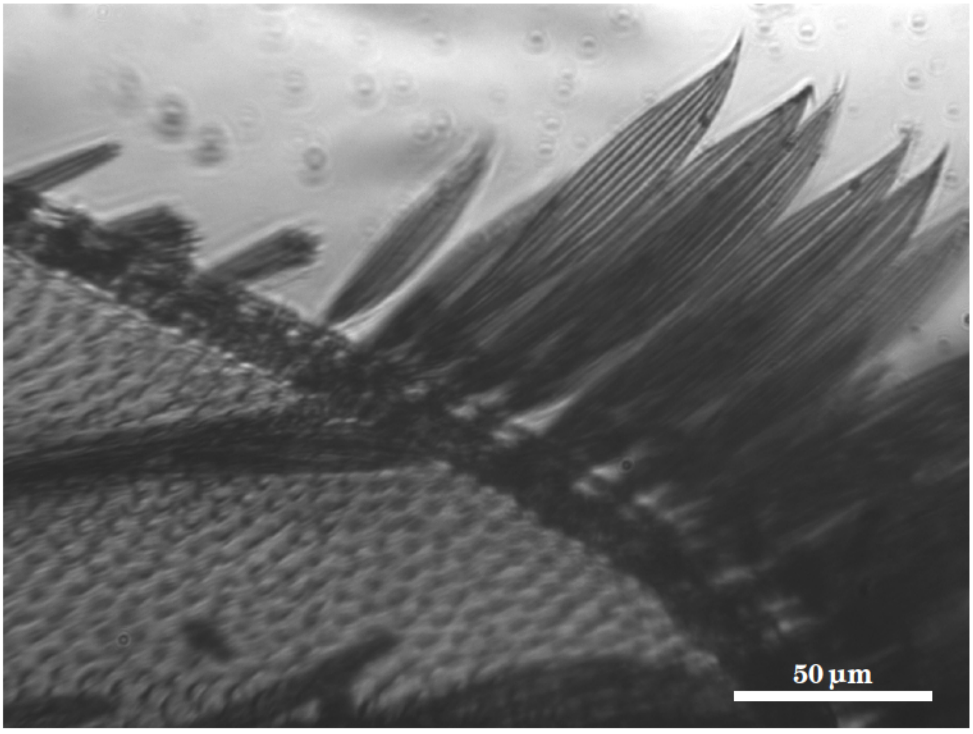
La estructura del ala del mosquito está seccionada desde el conducto principal a la izquierda de la imagen, cual se ramifica de izquierda a derecha en los conductos secundarios que nutren las células de cada celda principal (el espacio claro entre los conductos). Acorde la prueba de escala para éste objetivo, la imagen completa tiene 0,5mm, por lo que la separación entre conductos es de alrededor de 0,05mm o 50μm.

Cada celda está compuesta superficialmente de vellosidades hidrofóbicas que ayudan a que el mosquito sea impermeable, y se observan en la imagen como los finos puntos en las celdas. Adicionalmente los conductos y el borde del ala incluyen las estructuras como “plumas”, que corresponden realmente a las escamas del ala y son estructuras desprendibles versátiles para la supervivencia del mosquito, cuales están en casi todo el cuerpo. En la figura 4.10 se presenta un acercamiento de 20× aumentos de la región *radius* de la la, acorde la taxonomía de Comstock–Needham.

En la figura 4.10a se observa la distribución de las vellosidades en dos celdas, observándose una gran densidad superficial en toda el área del ala. Adicionalmente se presenta el borde



(a) Magnificación de los conductos venosos en el borde *radius*.



(b) Observación de las escamas *piliformes* del ala.

Figura 4.10: Observación de la estructura del ala de mosquito - 20× aumentos - ILC.

del ala donde se observa una estructura de fabricación de las escamas en forma de conducto transversal respecto punto de anclaje de las escamas. Éste borde se define visualmente por una estructura opaca cual se piensa que es el punto raíz de la escama y es seguido por un medio semitraslucido que contiene el ducto conde se acopla la escama.

Adicionalmente el acercamiento permite detallar que cada escama está compuesto por pequeñas ranuras o ductos internos paralelos. Si la separación entre conductos secundarios es de $50\mu m$ se pueden ubicar visualmente $5 \sim 6$ escamas, por tanto cada escama tendría alrededor de $10\mu m$. El número de ductos internos de la imagen se pueden contar aproximadamente entre 10 13 indicando, que cada conducto interno de la escama está alrededor de la escala de $1\mu m$. En la figura 4.10b se presenta un reenfoque a una de las escamas de mayor tamaño al borde extremo derecho de éste punto, donde se puede detallar la forma y proporción de una escama desarrollada, cual está ubicada en una región densa de escamas.

Conforme a la imagen se pude observar que las esquemas no solo se ubican en secuencia sino también que desde el punto raíz derivan enfrente y atrás de una escama intermedia. El enfoque permite ver que las escamas son elípticas a lo que se les denomina de tipo *piliforme*. Los ductos internos siguen una dirección paralela y no se juntan aún en el final o al inicio de la escama. Otras de las pruebas que se realizó con el ala se presenta en la figura 4.11.

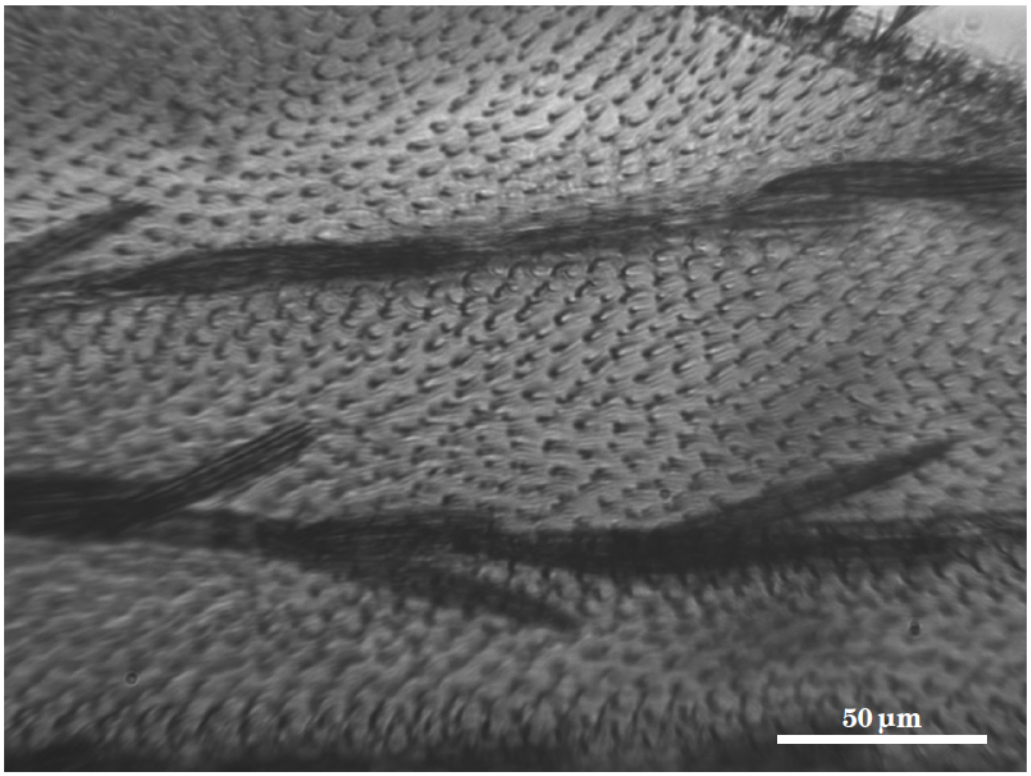


Figura 4.11: Observación de desenfoque en las vellosidades del ala - 20× aumentos - ILC.

La prueba busca evaluar efectos de las aberraciones u otro tipo de distorsiones a través de la estructura que se manifiesta en la imagen. La imagen está enfocada en el centro se aprecia hay un cambio del grado de enfoque en esta celda hacía la izquierda y en la

esquina inferior izquierda, donde se genera un poco de emborronamiento,en relación a la esquina superior derecha que aún estando distante del centro preserva parte del detalle de la estructura. Se atribuye esto como aberración posiblemente por el efecto de curvatura o esfericidad-astigmática inducida por las lentes en la unidad de análisis y en los desajustes en los espejos de imagen intermedia.

Aparte de los efectos en la imagen, se observa de la estructura y los tonos de grises que el ala no está tensionada del todo sino que tiene la apariencia como una manta que cuelga de los conductos secundarios, donde al incrementar la escala de la imagen se ve la perspectiva y orientación tridimensional de las vellosidades.

Finalmente se realiza una última observación del mosquito por morfología por contraste de fondo de una de las extremidades posteriores en la región *tarsus*, como se presenta en la figura 4.12. La observación se realiza en las mismas condiciones de iluminación con el objetivo de 10× aumentos.

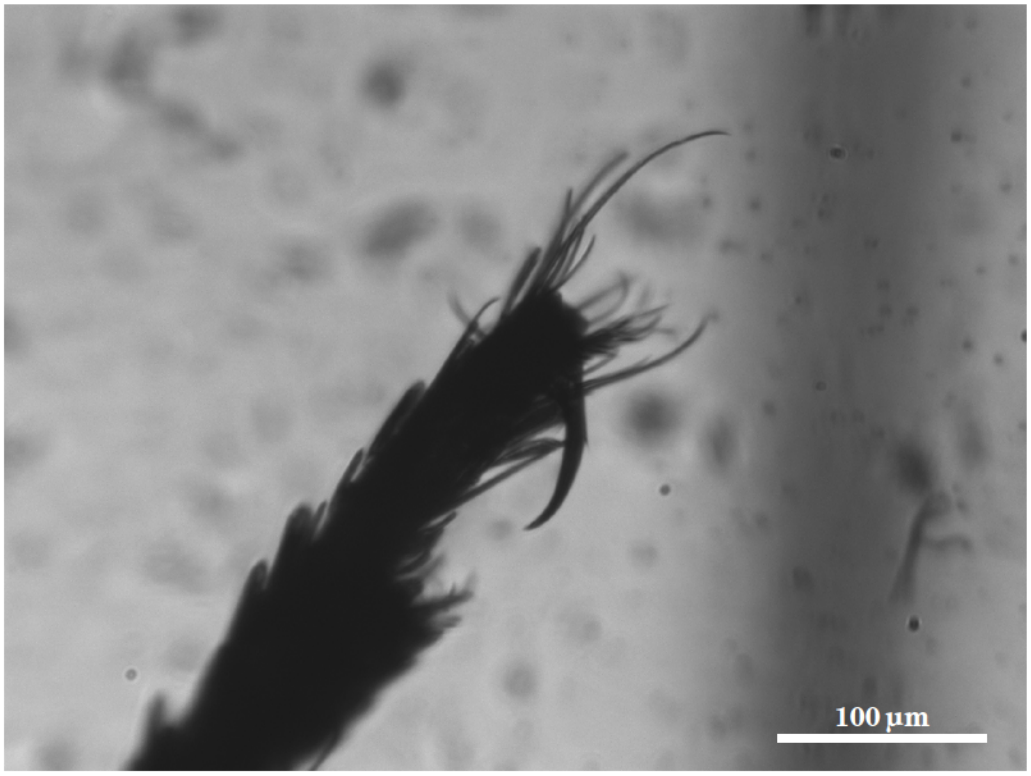


Figura 4.12: Sección *pretarsus* de la extremidad inferior del mosquito - 10× aumentos - ILC.

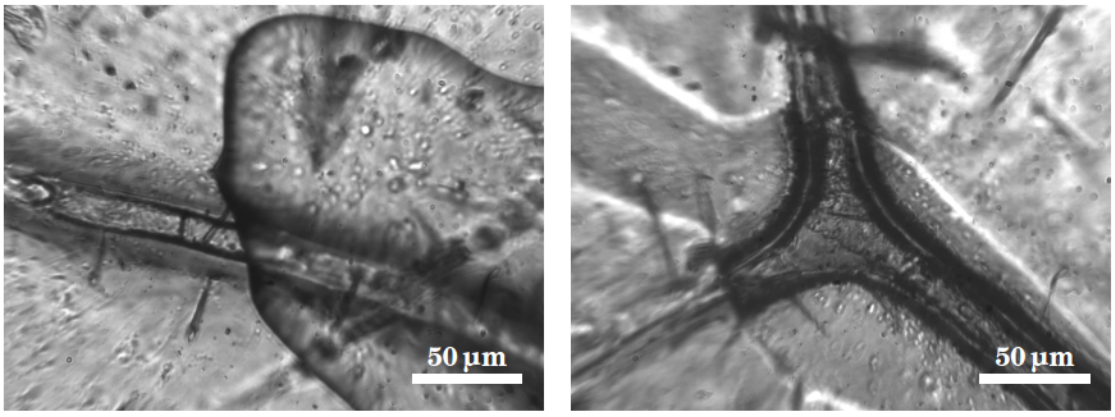
La imagen presenta la extensión última de la extremidad de mayor longitud en el cuerpo del mosquito, que describe un conjunto de múltiples articulaciones antes de llegar al extremo como se muestra en la figura. La imagen presenta el mecanismo principal de agarre del mosquito. En las seis patas, el mosquito tiene una garra en forma de gancho invertido que utiliza para adherirse a las rugosidades de la superficie mientras no está en vuelo. Acorde la escala de la imagen, éste extremo llamado el *pre-tarsus* tiene alrededor de $300 \sim 200 \mu m$ y el

tamaño de la la garra sobre la escala de decenas de micrómetros. Con ésta imagen culmina las observaciones sobre el *anopheles*.

4.6.1 Efectos de los medios intermedios

Una de las percepciones que se genera al mirar las imágenes del mosquito en contrate a los registros realizados en la abeja, es que son mejores en relación al detalle y agudeza óptica de las estructuras vistas.

Uno de los principales motivos es el medio en el que está presente el espécimen, tanto por el portaobjetos, el líquido de suspensión, la tintura, el espesor del portaobjetos. Todos los medios intermedios entre el espécimen y el objetivo son un factor crítico que afectan la dirección de los rayos difractados y adquiridos en por el sistema, que degradan la calidad óptica. Por ejemplo considérese el efecto de la figura 4.13.



(a) Rayos externos al medio de suspensión. (b) Rayos internos del medio de suspensión.

Figura 4.13: Efectos por los cambios en el índice de refracción - 20× aumentos - ILC.

Las imágenes son tomadas con el objetivo de 20× aumentos utilizando el condensador, en diferentes secciones de ala abeja donde se observó un cambio drástico en el **medio de refracción** por el líquido de suspensión que cubren algunos conductos. Los efectos son inmediatos en la alteración del plano de enfoque, el mapa de fase local, cambios en los rayos que se difractan que conllevan el reenfoque del plano imagen y a la degradación de las propiedades que se observan. Todas las interacciones intermedias adicionales aberran la calidad de imagen en diferentes magnitudes.

Los objetivos diseñados para microscopía poseen, mecanismos de anillos de corrección y precompensación óptica para mediar éste tipo de efectos inducidos por los portaobjetos. Sin embargo en el caso del modelo prototipo, la muestra evaluada de la abeja está en una placa de plástico en un medio de suspensión tinturado protegido por una lámina de plástico dispuesto de forma irregular, debido que fue tomado de un sistema pedagógico.

Adicionalmente se utilizaron objetivos que no tienen compensación del portaobjetos, acorde la etiqueta del objetivo. Es a partir de éstos efectos que se observa en los dos especímenes

los cambios de definición aún bajo el mismo sistema de formación de imagen, las mismas propiedades de iluminación y el mismo detector.

Éste tipo de efectos en la preparación de la muestra también repercuten en el desempeño óptico que se busca con el microscopio. Para lo cual se recomida utilizar, como en el caso del mosquito, las láminas de vidrio estándares en la observación microscópica y utilizar un adherente de bajo índice de refracción o por defecto aire, para garantizar que aun en éste tipo de objetivos no precompensados se pueda tener un rendimiento suficiente para observar en la escala micrométrica.

Por consiguiente el rendimiento óptico del sistema de microscopía óptica tendrá como dependencia la forma de iluminación, el tratamiento del espécimen, las aberraciones del sistema de imagen, y las capacidades del detector. Deficiencias en cualquiera de éstos aspectos comprometer la imagen observada, por lo que se ha de tener presente al evaluar de éstos sistemas conjuntos. Finalmente para concluir el capítulo se realiza una última evaluación del rendimiento en resolución óptica a partir de la prueba del USAF1951 en la última sección.

4.7 La prueba de resolución USAF1951

Como último objetivo del capítulo, se concluye con la evaluación del sistema prototipo a partir de la respuesta del sistema en la capacidad de transferencia de los contrastes de la señal cuadrada. De forma similar al análisis realizado en el capítulo dos en la subsección 2.4.3, se posiciona el blanco de resolución en el plano espécimen y se observa el comportamiento de la modulación de la señal. La imagen obtenida es evaluada al medir los picos y valles de la señal, sobre la que se define la frecuencia de corte.

De la misma manera acorde el comportamiento de la imagen se puede realizar un sondeo de las aberraciones de la pupila de salida del sistema acorde al comportamiento que se pueda presentar en la distribución de intensidad. En la figura 4.14 se presenta la respuesta con el sistema de luz incoherente con el corrimiento cromático.

El comportamiento de la intensidad define que el sistema tienen algunas asimetrías dominantes en la parte izquierda del campo, similar a como se observó con la figura 4.11. El efecto de emborronamiento corresponde directamente al corrimiento focal por la dispersión, que ocasiona la caída del valor de modulación, como se observa en la curva de respuesta de la MTF en 4.14b.

El sistema en general con el ILC responde de manera adecuada en la resolución de finos ciclos espaciales, logrando un balance mayor del **SNR** entre detección y reconocimiento del detalle del espécimen. El sistema principalmente estaría afectado por esfericidad debido a las lentes esféricas y astigmatismo por las desalineaciones leves en los múltiples espejos del camino de imagen.

La respuesta con el PDLS que se presenta en la figura 4.15 reporta el mismo comportamiento de la asimetría, al lado izquierdo, ocasionando la caída inicial de resolución. En general el sistema se comporta mejor en ausencia del corrimiento cromático, por lo que no tiene

emborronamiento. A diferencia del ILC se presenta una mejor respuesta en contraste, como se había mencionado de la naturaleza coherente del PDLS en los análisis anteriores.

4.8 Conclusión del capítulo

Las consideraciones del diseño de iluminación y la distribución de componentes han permitido materializar una versión operacional del sistema de microscopía que satisface los requerimientos y capacidades de operación que se plantearon en la integración modular de los diferentes componentes desarrollados para este sistema.

El conjunto prototipo configura una unidad de análisis de propiedades espaciales de objetos a transmisión con la versatilidad de reconfiguración y optimización de nuevos componentes que permitan mejorar el rendimiento actual del sistema, con algunas modificaciones en los componentes instalados y no en la distribución estructural de los diferentes modulados, favoreciendo el concepto de escalabilidad a nivel de laboratorio.

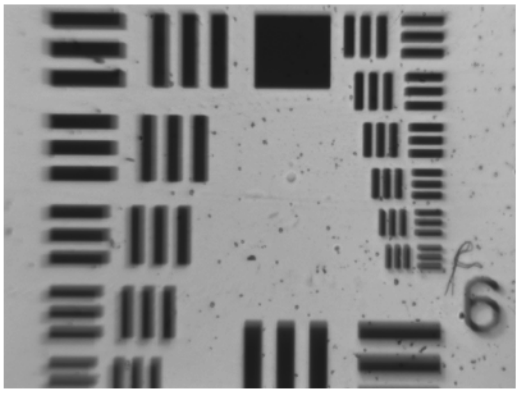
El sistema prototipo ha permitido realizar observaciones de microscopía con un grado esperado de calidad óptica, describiendo las características morfológicas y topográficas de dos especímenes biológicos utilizando magnificaciones de baja apertura numérica.

El sistema requiere incorporar nuevos mecanismos de proyección de luz con un mejor control de la densidad angular lumínica que permita incrementar las capacidades del sistema en mayores aperturas numéricas, a partir de la adaptación o configuración de un nuevo sistema de condensación en los periscopios de proyección de luz.

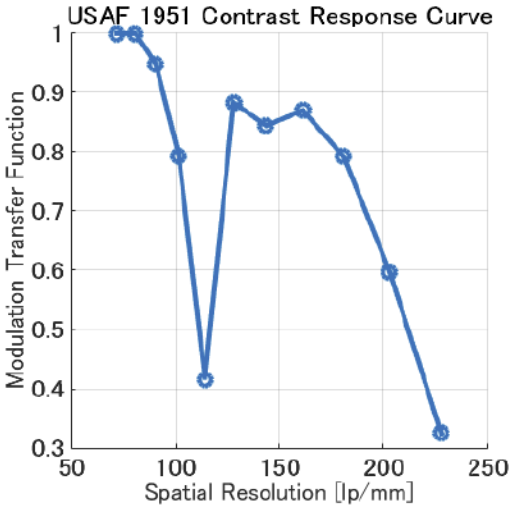
La respuesta coherente del PDLS ha permitido generar una descripción espacial con un mejor contraste en los detalles del espécimen, mientras se mantiene una composición uniforme de intensidad cual logra ser cercana a la proyección geométrica del campo de luz emitido desde una fuente incoherente, por la disminución en los efectos notorios de la difracción coherente.

Debido a las limitaciones del control de cromaticidad, la calidad óptica en las observaciones policromáticas se reduce considerablemente por la aberración cromática lateral que induce un efecto de mancha, cual ocasiona que los finos detalles de las estructuras no se distingan correctamente. Como solución provisional se utiliza diferentes filtros de colores para seleccionar o componer los canales cromáticos de forma individual en la imagen. Para superar la limitación se requiere incorporar los sistemas planacromáticos para ajustar las componentes principales de color RGB (Red-Green-Blue) del campo de iluminación.

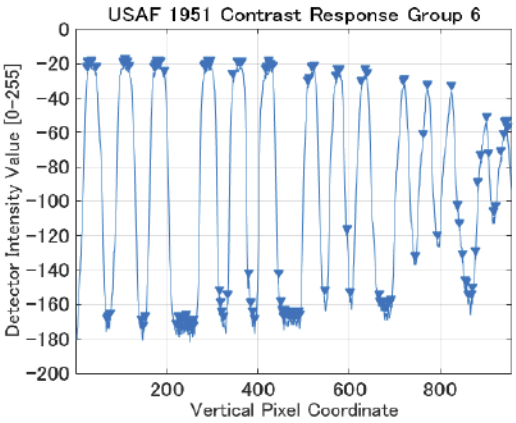
Los efectos de la preparación de la muestra resultaron ser un factor representativo en la calidad de imagen que se logró resolver. Al comparar los efectos del medio irregular de la solución de suspensión en el ala de abeja, se observó una fuerte desviación de los rayos que ingresan al sistema perdiendo definición en las estructuras internas y cambios en la distancia imagen. En el caso del ala de mosquito en un medio de aire, se logró observar estructuras en la escala decenas de micrómetros, evaluando la capacidad del sistema para un análisis morfológico a transmisión de las finas estructuras del espécimen.



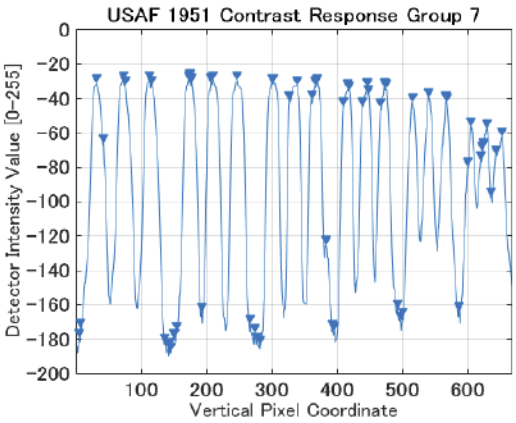
(a) Respuesta del ILC en el USAF1951.



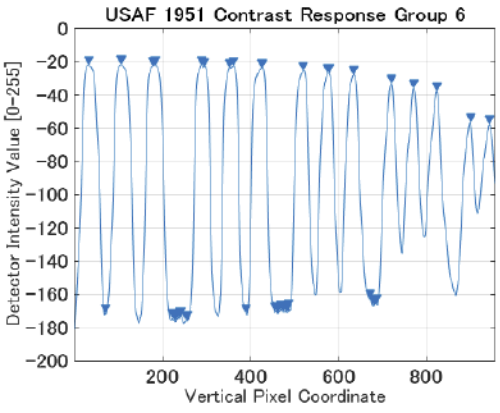
(b) Curva de la MTF con el ILC.



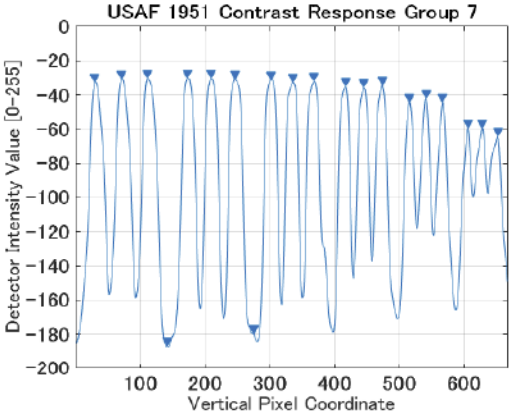
(c) Perfil del grupo 6 sin filtrado.



(d) Perfil del grupo 7 sin filtrado.

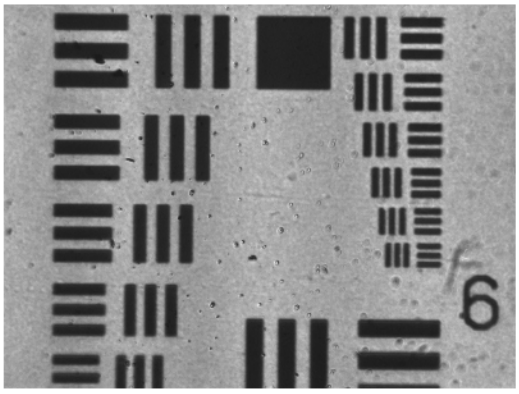


(e) Perfil del grupo 6 con filtrado.

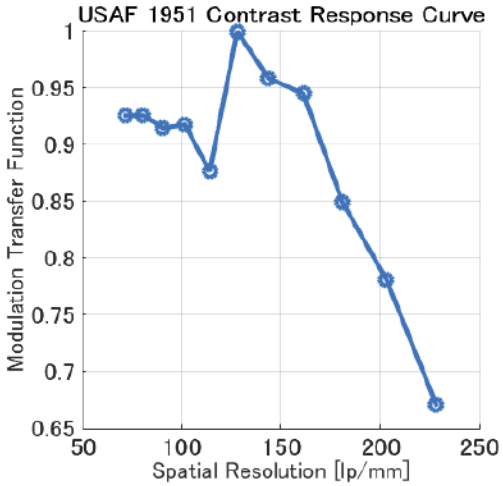


(f) Perfil del grupo 7 con filtrado.

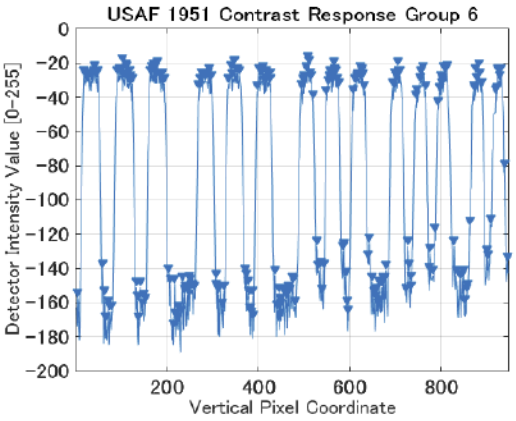
Figura 4.14: Análisis de rendimiento óptico del ILC con el USAF1951.



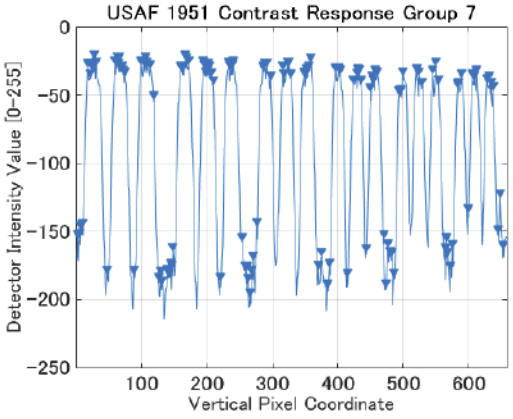
(a) Respuesta del PDSL en el USAF1951.



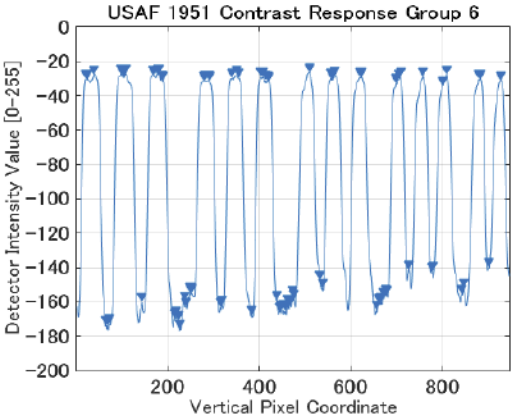
(b) Curva de la MTF con el PDSL.



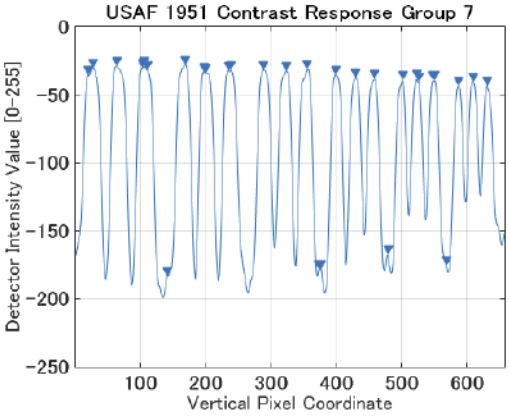
(c) Perfil del grupo 6 sin filtrado.



(d) Perfil del grupo 7 sin filtrado.



(e) Perfil del grupo 6 con filtrado.



(f) Perfil del grupo 7 con filtrado.

Figura 4.15: Análisis de rendimiento óptico del PDSL con el USAF1951.

La evaluación óptica del sistema arroja un rendimiento adecuado entre resolución y contraste de imagen para los objetivos de baja apertura numérica en conjunto al detector utilizado, ya que se mantiene sobre la escala de observación decenas de micrómetros en microscopía óptica. Sin embargo se presenta la limitación de las capacidades de detección electrónicas del detector monocromático en el momento de la evaluación de estructuras con altas frecuencias espaciales.

Con la posible solución óptica para los sistemas de alta apertura numérica, se estima la posibilidad del microscopio para resolver en una escala submicrométrica, para lo cual el muestreo espacial del detector no será suficiente y se convertirá en un factor de *aliasing* de información que degrade la calidad de imagen. Se hace necesario incorporar un nuevo sistema detección con un muestro mayor para lograr observaciones con un rendimiento electro-óptico adecuado con magnificaciones mayores.

Los objetivos de la serie M-SET permiten una observación microscópica adecuada en la calidad de imagen y magnificación, pero tienen diferentes restricciones respecto a la densidad de energía que puede manejar por el diámetro de la apertura clara disponible. Esto es connotación de que estos objetivos están optimizados para la rápida convergencia en acoples de láseres en sistemas fibra óptica, por lo que no ofrece todo el potencial que se puede obtenerse en el sistema por reducciones en el volumen de luz que requiere transmitirse.

La prueba de escala corroboró que las posiciones de los planos conjugados del sistema se encuentran en las distancias correctas para generar una imagen con una magnificación directa desde el objetivo del microscopio. Adicionalmente esta dependerá del formato digital del detector y de la longitud de tubo. De ésta forma la magnificación puede modificarse a través de un sistema ocular intermedio o en los objetivos de conjugada infinita con una lente de tubo. Sin embargo en la configuración actual del sistema no es posible incluir objetivos afocales.

El condensador de luz tiene un efecto bastante representativo en la calidad de imagen tanto por el control de coherencia como por el flujo lumínico. En la configuración del sistema prototipo el mejor balance entre contrastes e iluminación se observó en apertura de $8mm$, obteniendo una distribución aproximadamente uniforme libre de artificios difractivos que ofrece una descripción morfológica nítida de las estructuras analizadas durante la prueba. Sin embargo el condensador puede conllevar a grandes reducciones de la calidad óptica cuando no es coaxial al sistema, por lo que para el microscopio prototipo es necesario establecer un mejor control mecánico de la posición de este.

CAPÍTULO 5

EPÍLOGO DEL TRABAJO

Objetivo del Capítulo
- Concluir el manuscrito de trabajo de grado

Palabra Clave
- **Desarrollo**

El trabajo de grado ha sido una experiencia enriquecedora en la formación profesional y académica en la Ingeniería Física, brindado capacidades, técnicas y conocimientos para afrontar diferentes retos desde el diseño, la física e instrumentación. Estos han sido aplicados al campo de la óptica con la intención de generar mejores desarrollos que son de utilidad para el grupo de investigación y en el futuro para el crecimiento del desarrollo del país en éste campo.

En cumplimiento de las metas propuestas para éste trabajo, se da respuesta a los logros de los diferentes requerimientos y metas propuestas que han orientado éste trabajo hasta su finalización.

Se concluye el trabajo con la materialización del primer prototipo multifuente a nivel de laboratorio completando todas las especificaciones y requerimientos técnicos del sistema, que queda como una unidad funcional y escalable, resultado de la adaptación y configuración de las técnicas de iluminación por proyección *relay* y pupila conjugada de Köhler que ofrece un balance entre el control de iluminación, coherencia y densidad lumínica.

Para consecución de ésto se analizaron las propiedades y características de los diferentes elementos comerciales disponibles en el laboratorio desde la experimentación y el análisis en el software Zemax con los que se definieron: Un sistema de altas dioptrías y aperturas de dos pulgadas para el control de la convergencia escalada del campo es speckle dinámico que compone el centro del sistema propuesto del PDSL.

De la misma forma el análisis óptico conllevó al sistema de iluminación del ILPC-ILC basado en proyección y colimación de campos como la mejor estrategia en el transporte del flujo lumínico para el microscopio.

El análisis de Zemax definió las limitaciones de los sistemas de iluminación en campos extendidos, en la reducción de la energía encapsulada. Los sistemas propuestos presentan la característica que entre mayor sea la distribución angular del campo, más difícil es encapsular la energía debido a los efectos de la aberración esférica que genera puntos focales intermedios antes del plano de iluminación, y al llegar a éste parte de la energía está en divergencia.

Por consiguiente es necesario generar una combinación de lentes asféricas y sistemas con mejor balance de dioptrías para incrementar la eficiencia lumínica del sistema. Todos los campos de iluminación propuestos generan una distribución de intensidad no uniforme por la esfericidad y curvatura, componiendo un campo principalmente gaussiano en todos los puntos del sistema.

Ambos sistemas de iluminación están integrados por los conceptos operacionales propuestos de luz en camino común y módulos categóricos acoplados, que define la disposición de todos los diferentes componentes del microscopio, cual apoyado por el diseño computacional CAD permitió la distribución en un espacio adecuado de trabajo en la mesa óptica Nexus todo el conjunto óptico del microscopio con la posibilidad de escalabilidad mientras se preserva las secuencias funcionales del microscopio, cual es compatible con los actuales montajes del laboratorio.

Se utilizó el análisis computacional en la plataforma Matlab para la evaluación de los comportamientos estadísticos de speckle para adaptar un sistema de generación de estos campos por difusión rugosa, en un mecanismo de manipulación de coherencia espacial de una fuente láser, para exhibir nuevas propiedades de utilidad en la formación de imagen, como un nuevo sistema no convencional de iluminación que incluya el comportamiento de fase en el análisis del espécimen en la microscopía óptica de campo claro.

De la misma manera se realizó el estudio teórico y simulaciones de las correlaciones cruzadas de luz en campos circulares para la adaptación de un sistema de filtrado espacial como el mecanismo de manipulación de coherencia de campos parcialmente correlacionados para potenciar la interacción coherente de fuentes extendidas, con la finalidad de tener una fuente secundaria de control de coherencia disponible para realizar análisis de fase del espécimen.

La respuesta coherente de ambos sistemas fue caracterizada utilizando la óptica estadística para el análisis interferométrico de las propiedades de coherencia y evaluación del comportamiento en diferentes sistemas de modulación de fase y formación de imagen que integran el microscopio.

El sistema polarimétrico no fue incluido dentro del desarrollo principal del modelo prototipo para dar prioridad a la etapa funcional del microscopio desde el aspecto de iluminación y formación de imagen, dejando el sistema de polarización como una versión mejorada de la unidad actual de análisis que combine modulación, interferometría + polarimetría. De ésta forma se materializó una unidad de análisis que es expandible para la polarización.

El rendimiento óptico del microscopio prototipo fue evaluado en los aspectos de calidad de imagen y resolución a través de observaciones microscópicas y el blanco USAF 1951, con el que se diagnóstico la respuesta de la MTF y algunas aberraciones, definiendo un comportamiento suficiente para un primer sistema prototipo con los objetivos de Newport y se propusieron diferentes ajustes para el incremento de las capacidades base definidas tanto en la compensación de aberraciones geométricas y espectrales, al igual que en el incremento de la densidad lumínica con sistemas de iluminación de mayor capacidad.

El rendimiento actual del sistema permite lograr observar especímenes en la escala de micrómetros con un nivel suficiente de contraste en el sistema ILC y un nivel de contraste superior en el PDLS, mientras ambos mantienen un similar comportamiento en la capacidad de resolución.

El análisis de fase se realizó en los sistemas de coherencia propuestos en la evaluación interferométrica de las máscaras espirales para la generación de vorticidades ópticas, en la que se evaluó los efectos de la interacción parcial en un medio difractivo de modulación en la definición de la estructura helicoidal de fase. En éste se observó efectos de la posible dependencia de la densidad de correlación espacial para componer una fase más definida entre más interacción coherente se presenta, permitiendo haces Laguerre-Gauss con mejor definición de kernel de intensidad de vórtice cuando la respuesta efectiva del campo es más coherente, en el sistema ILPC.

En el sistema de iluminación PDLS se evaluó la capacidad de correlación espacial en el aire, en el que se observó la capacidad estadística del campo de correlacionarse al generar un retardo entre brazos del sistema, cual definió la capacidad de experimentar interacción efectiva coherente cuando el campo ve un medio material con índice de refracción para recorrer una longitud de camino óptico cual deberá ser menor que la longitud de coherencia. En el sistema del PDLS se caracterizó $2cm$ de retardo máximo y en el ILPC el retardo es de $25\mu m$.

Como resultado del cumplimientos de las diferentes metas intermedias en la metodología se ha alcanzado satisfactoriamente la materialización del objetivo principal del trabajo, dejando una herramienta versátil y funcional para las investigaciones y desarrollos internos del grupo de óptica.

Índice Temático

A

Aberración esférica 194
Aberración transversal 195
Aberraciones angulares 200
Aberraciones clásicas .. 197
Aberraciones longitudinales 195
Aleatorización espacial 105
Amplitud envolvente 61
Amplitudes fasoriales . 108
Análisis de distorsión .. 210
Ancho de banda 35
Apertura de campo 147
Apertura de parada 147
Apertura numérica de iluminación .. 135
Autocoherencia 72

B

Baja magnificación 252
Bi-linealidad de transmisión ... 79
Blanco (*target*) de resolución 184

C

Calidad de imagen 249
Camino óptico 30
Camino fasorial 110
Campo claro 145
Campo de iluminación . 247
Campo de Visión 141
Campo modulado 92
Campo oscuro 145
Capacidad de autocorrelación 118
Carga topológica 90
Cascada de cubos divisores 204
Coherencia clásica 34
Coherencia espacial 39
Coherencia espectral 34
Coherencia mutua 72
Coherencia parcial 39
Coherent Transfer function 178
Colector 145
Componente AC 125
Componentes espectrales armónicas 164
Composición de la coherencia 82
Condensador 146
Contraste de las franjas 74
Contribuciones incoherentes .. 77
Control de la coherencia 76
Coordenadas de Seidel 156
Correlación espectral ... 35
Correlación isoplanar .. 164
Corrimiento espectral ... 95
Corrimiento fasorial ... 106
Criterio de Rayleigh ... 170
Criterio de resolución .. 167
Cromaticidad 196
Cuadratura 59
Cuasi-cuadratura 59

D

Densidad de correlación 83
Densidad de energía lumínica 252
Densidad de probabilidad 51
Densidad efectiva de probabilidad .. 53
Depth of Field 174
Descomposición coherente 80
Descomposición del espectro 79
Detección fotoelectrónica 67
Determinismo 38
Diagrama de Seidel 211
Diagrama de spot 217
Difracción coherente de una fuente extendida 137
Diseño óptico 186
Distancia de interacción efectiva 120
Distancia efectiva de interacción mutua 73
Distribución de ruido blanco 115
Distribución dinámica de camino óptico 111
Distribución gaussiana 114

E

Edge Spread Function . 183

Efecto del condensador sobre el sistema 172
Efectos de la coherencia en el límite resolución 174
Efectos del condensador 252
Emisión de tipo Lambert 117
Ensamble 51
Envolvente cáustica ... 194
Ergodicidad 55
Errores del frente de onda 191
Errores geométricos del frente de onda 201
Escala de la imagen ... 244
Esfera de referencia gaussiana 156
Espacio de coherencia ... 71
Espectro temporal 35
Estacionario 53
Estrella de Siemens ... 185
Estrictamente estacionario 56
Estructura espiral helicoidal 90
Evaluación de la calidad óptica 177
Experimento de Young .. 67

F

Fórmula de Hopkins ... 139
Factor complejo de coherencia 70
Factor de modulación de amplitud 74
Fase relativa 123
Filtro de suavizado 125
Filtro lineal bidimensional 157
Fluctuaciones 38
Fluctuaciones de emisión 66
Fluctuaciones de propagación ... 66
Focal Plane Array 180
Formación de imagen de Abbe 171
Formación de imagen incoherente .. 158
Fracción geométrica ... 212
Fuente coherente 72
Fuente de luz 145
Fuente difractada de ondas coherentes ... 139
Fuente parcialmente coherente 120
Fuentes incoherentes ... 72
Función de apodización de la pupila 179
Función de autocorrelación 52
Función de coherencia mutua 70, 138
Función de cuadrado integrable 55
Función de modulación . 83
Función de respuesta de borde 182
Función de respuesta espectral 159
Función de transferencia 178
Función de transferencia de amplitudes frecuenciales complejas 178
Función de transmisión . 89
Función del grado complejo de coherencia 138
Función pupila 157
Función respuesta al impulso 138
Función step 182
Funciones de coherencia 67

G

Generación cíclica de speckle 107
Generación de vórtices ópticos 89
Grado complejo de coherencia 67
Grado de coherencia 33

H

Haces Laguerre-Gauss .. 89

I

ILPC 80
Iluminación 31
Iluminación a transmisión 144
Iluminación coaxial 144
Iluminación coherente . 142
Iluminación crítica 148
Iluminación en microscopía óptica 143
Iluminación parcialmente coherente 143
Iluminador de Köhler .. 151
Iluminadores 144
Imagen geométrica 176
Índice de refracción 30
Intensidad mutua 143
Intensidad promedio .. 109
Interacción estacionaria 40
Interacción luz materia . 30
Interferómetro de Michelson 36
Invariancia lineal 156

L

Límite central 106
Límite de difracción ... 150
Límite de resolución ... 167
La función de transferencia de fase 178
La probabilidad de correlación 85
Ley general de interferencia estacionaria ... 70
Line Spread Function . 183
Longitud efectiva de coherencia longitudinal ... 73
Luz cuasimonocromática 35

M

Máscaras difractivas .. 103
Magnificación lateral .. 158
Mapa de fase 30
Medio de refracción 262
Medio semi-turbio 113
Microscopía 31
Microscopía óptica 133
Microscopía de transmisión de campo claro 144
Modelo de apertura 209
Modelo de Hopkins 67
Modelos de formación de imagen 155
Modulación de intensidades mutuas 104

Modulación de la fase instantánea ... 61
Modulación espacial 87
Modulación parcial 93
Modulación policromática 93
Modulation Transfer Function 178
Moléculas birrefringentes 87

N

Nivel de contraste 248

O

Ocurrencia efectiva 53
Operación de convolución 157
Optical transfer function 178
Órdenes de coherencia . 105

P

Partes de un sistema óptico 190
Patrón de Airy 152
PDLS 105
Periscopio 226
Polinomios de Zernike . 193
Potencia de la descorrelación 106
Principio de Huygens-Fresnel 39
Probabilidad condicionada 51
Probabilidad conjunta .. 51, 52
Probabilidad de amplitudes 109
Probabilidad de correlación espacial 114
Probabilidad de Rayleigh 106
Probabilidad espacial de correlación 39
Proceso de media cero .. 56
Proceso ergódigo 39
Procesos de descorrelación 117
Procesos estocásticos ... 39
Profundidad de franjas 120
Promedio temporal 55
Propagación de la intensidad mutua 139
Propiedades de transformación bidimensional . 79
Propiedades lineales ... 160
Proporción de magnificación 245
Proyección relay 225
Prueba de resolución .. 123
Puntos cardinales 189

R

Régimen de campo lejano 167
Régimen parcialmente coherente 102
Radio de coherencia ... 150
Razón de ocurrencia coherente 106
Realización 51
Realización del campo . 123
Realizaciones del ensamble 38
Red de difracción de fase 94
Rendimiento óptico 167
Rendimiento de un sistema óptico 176
Representación multitiempo ... 54
Resolución axial 174
Resolución de Abbe 171
Resolución espacial 125
Respuesta coherente ... 66, 155
Respuesta del sistema óptico 167
Respuesta electroóptica 179
Respuesta espacial híbrida 126
Respuesta espectral finita 126
Respuesta espectral parcialmente coherente 162
Respuesta simétrica del sistema 125
Rotador 208

S

Señal monocromática ... 61
Señal real 59
Señales analíticas 58
Selección de ondas coherentes 79
Simetría hermítica 59
Similitud espectral 66
Similitud temporal 37
Sistema de colimación ILC 218
Sistemas ópticos 188
Sistemas afocales 148
Sistemas focales 147
Sistemas modulares ... 230
SNR 263
Spatial Frequency Response 183
Speckle modulado 123

T

Tasa de variación 114
Teorema de la convolución 157
Teorema de Nyquist-Shannon 181
Teorema de Smith-Helmholtz 142
Teorema de van Cittert-Zernike 79
Teorema de Wiener-Khintchine 62
Teorema del límite central 77
Tiempo de coherencia ... 36
Transfer-Cross Coeficient 161
Transferencia bilineal . 161
Transformación angular 107
Transformada de Hilbert 60
Transformada normalizada de Fourier 138
Trazado de rayos 187

U

USAF1951 185

V

Variación angular 111
Ventanas aleatorias de fase 106

Agradecimientos

Agradezco al ***Señor*** en tan grandiosa oportunidad de vida y aprendizaje, en la que se ha tenido el gozo de experimentar el crecimiento profesional y humano. Agradezco a mi familia por su incondicional apoyo a lo largo de éste proceso de vida y de formación académica, por el aprecio al curso y vocación de vida personal que se ha elegido.

Agradezco a la Universidad EAFIT por favorecer un espacio de desarrollo humano y académico, cual ha repercutido en las proyecciones del compromiso social con la academia. Al rector de la universidad Juan Luis Mejía por su labor y dedicación en la materialización del espacio de vida que ha estructurado a través del *campus*.

Agradezco al profesor René Restrepo, por el acompañamiento y dedicación durante éste proceso investigativo, personal y académico, cual ha permitido un desarrollo representativo en múltiples capacidades en éste fase formativo y en éste trayecto de vida.

Agradezco al profesor Daniel Velásquez por su guía y consejos en el entendimiento de muchos conceptos de la física y la óptica desde los inicios del procesos formativo.

Agradezco a los ingenieros Carlos Cuartas, Camilo Cano y Alejandro Madrid con quienes se ha tenido el gusto de trabajar en el laboratorio, permitiendo el compartir de sus experiencias y conocimientos.

Ya todas las personas con quienes se ha tenido el privilegio de conocer y que han aportado en diversas formas al proceso formativo y a la forma de pensamiento.

Juan José Cadavid Muñoz.

noviembre 2017