

Estudio experimental de la polarización en el efecto Zeeman normal para una lámpara de Cadmio desde la configuración transversal hasta la configuración longitudinal

Elían Raúl Plata Argüello

Trabajo de Grado para Optar el Título de Físico

Director

Zandra Lizarazo Mejía

Doctora en ciencias naturales (Física)

Universidad Industrial de Santander

Facultad de Ciencias

Escuela de Física

Bucaramanga

2026

Dedicado a mi familia

### **Agradecimientos**

Con profundo agradecimiento dedico este trabajo, primeramente a Dios, por ser mi fortaleza y guía en cada paso de este camino, dándome la sabiduría y la perseverancia para culminar este trabajo; a mi madre, pilar fundamental de mi vida, por su amor incondicional, su apoyo infinito y sus palabras de aliento en los momentos más cruciales; a mi padre, por su ejemplo de esfuerzo y dedicación, y por haberme enseñado el valor de la disciplina para alcanzar mis metas; a mi hermano, por su compañía, complicidad y por esos momentos de distensión que renovaron mis energías; y, de manera muy especial, a mis compañeros de estudio, con quienes compartí el desafío de esta etapa y enriquecieron el trayecto con su colaboración y amistad. A todos, mi eterno agradecimiento.

## Tabla de Contenido

	<b>Pág.</b>
<u>Introducción</u> .....	16
<u>1.Efecto Zeeman Normal</u> .....	18
<u>1.1 Efecto Zeeman</u> .....	18
<u>1.1.1 Fundamentos cuánticos del momento angular</u> .....	18
<u>1.1.2 Reglas de selección y transiciones</u> .....	20
<u>1.1.3 Momento dipolar magnético</u> .....	20
<u>1.1.4 Línea roja del Cadmio</u> .....	23
<u>1.1.5 Representación geométrica del momento angular</u> .....	27
<u>1.1.6 Distribución angular de la radiación y su relación con la polarización</u> .....	28
<u>1.1.7 Espectroscopía de las componentes Zeeman y el interferómetro de Fabry-Perot</u> .....	31
<u>2. La Polarización</u> .....	36
<u>2.1 Polarización</u> .....	36
<u>2.1.1 Estado general de polarización</u> .....	36
<u>2.1.2 Elipse de polarización</u> .....	37
<u>2.1.3 Grado de polarización</u> .....	38
<u>2.1.4 Parámetros de Stokes</u> .....	40
<u>2.1.5 Esfera de Poincaré</u> .....	42
<u>2.2 Elementos que intervienen en la polarización</u> .....	46
<u>2.2.1 Polarizador lineal</u> .....	46
<u>2.2.2 Láminas retardadoras</u> .....	48
<u>2.3 Montaje experimental en el efecto Zeeman normal</u> .....	50

<u>3. Resultados</u> .....	52
<u>3.1 Análisis y discusión de resultados</u> .....	52
<u>3.1.1 Separación de líneas espectrales a medida que aumenta el campo magnético</u> .....	52
<u>3.1.1.1 Configuración longitudinal</u> .....	52
<u>3.1.1.2 Configuración transversal</u> .....	53
<u>3.1.1.3 Configuraciones intermedias (<math>\theta = \pm 30^\circ, \pm 45^\circ, \pm 60^\circ</math>)</u> .....	55
<u>3.1.2 Polarización de la fuente de Cadmio</u> .....	55
<u>3.1.3 Intensidad y polarización de las líneas espectrales en el efecto Zeeman</u> .....	58
<u>3.1.3.1 Configuración transversal</u> .....	58
<u>3.1.3.2 Configuración longitudinal</u> .....	59
<u>3.1.3.3 Configuraciones intermedias</u> .....	60
<u>3.1.4 Filtrado de las componentes espectrales en configuraciones del efecto Zeeman normal</u> ....	61
<u>3.1.4.1 Filtrado en las configuraciones intermedias</u> .....	64
<u>3.1.4.2 Configuración longitudinal (<math>\theta = 0^\circ</math>)</u> .....	69
<u>3.1.4.3 Configuración Transversal (<math>\theta = 90^\circ</math>)</u> .....	73
<u>3.1.4.4 Configuración intermedia (<math>\theta = +30^\circ</math>)</u> .....	76
<u>3.1.4.5 Configuración intermedia (<math>\theta = -30^\circ</math>)</u> .....	79
<u>3.1.4.6 Configuración intermedia (<math>\theta = +45^\circ</math>)</u> .....	81
<u>3.1.4.7 Configuración intermedia (<math>\theta = -45^\circ</math>)</u> .....	84
<u>3.1.4.8 Configuración intermedia (<math>\theta = +60^\circ</math>)</u> .....	86
<u>3.1.4.9 Configuración intermedia (<math>\theta = -60^\circ</math>)</u> .....	89
<u>3.1.5 Representación de los estados de polarización sobre la esfera de Poincaré</u> .....	90
<u>3.1.5.1 Configuración longitudinal</u> .....	90

<u>3.1.5.2 Configuración transversal</u> .....	92
<u>3.1.5.3 Configuración intermedia (<math>\theta = +30^\circ</math>)</u> .....	93
<u>3.1.5.4 Configuración intermedia (<math>\theta = -30^\circ</math>)</u> .....	94
<u>3.1.5.5 Configuración intermedia (<math>\theta = +45^\circ</math>)</u> .....	95
<u>3.1.5.6 Configuración intermedia (<math>\theta = -45^\circ</math>)</u> .....	96
<u>3.1.5.7 Configuración intermedia (<math>\theta = +60^\circ</math>)</u> .....	97
<u>3.1.5.8 Configuración intermedia (<math>\theta = -60^\circ</math>)</u> .....	98
<u>3.1.6 Transformaciones enantióginas en el estado de polarización</u> .....	98
<u>3.1.6.1 Configuración longitudinal (<math>\theta = 0^\circ + 180^\circ</math>)</u> .....	100
<u>3.1.6.2 Configuración transversal (<math>\theta = 90^\circ + 180^\circ</math>)</u> .....	104
<u>3.1.6.3 Configuración intermedia (<math>\theta = +30^\circ + 180^\circ</math>)</u> .....	108
<u>3.1.6.4 Configuración intermedia (<math>\theta = +45^\circ + 180^\circ</math>)</u> .....	110
<u>3.1.6.5 Configuración intermedia (<math>\theta = +60^\circ + 180^\circ</math>)</u> .....	112
<u>3.2 Trabajo prospectivo</u> .....	115
<u>Referencias Bibliográficas</u> .....	117

### Lista de Tablas

	<b>Pág.</b>
Tabla 1 Características de la Esfera de Poincaré.	44
Tabla 2 Comportamiento del doblete con campo aplicado configuración longitudinal.	53
Tabla 3 Comportamiento del doblete con campo aplicado en configuración transversal.	54
Tabla 4 Comportamiento de componentes sigma en función del ángulo del polarizador.	71
Tabla 5 Comportamiento de las componentes del triplete lineal en función del ángulo $[\alpha]$ del polarizador (P) configuración Transversal $\theta = 90^\circ$ .	74
Tabla 6 Comportamiento del triplete en configuración intermedia $\theta = +30^\circ$ .	77
Tabla 7 Comportamiento del triplete en configuración intermedia $\theta = +45^\circ$ .	82
Tabla 8 Comportamiento del triplete en configuración intermedia $\theta = +60^\circ$ .	87
Tabla 9 Comportamiento del doblete en configuración $\theta = 0 + 180^\circ$ .	101
Tabla 10 Comportamiento del triplete en configuración $\theta = 90 + 180^\circ$ .	105
Tabla 11 Simetría de estados de polarización para las componentes $\sigma_+$ y $\sigma_-$ configuración intermedia $\theta = \pm 30^\circ + 180^\circ$ .	109
Tabla 12 Simetría de estados de polarización para las componentes $\sigma_+$ y $\sigma_-$ configuración intermedia $\theta = \pm 45^\circ + 180^\circ$ .	111
Tabla 13 Simetría de estados de polarización para las componentes $\sigma_+$ y $\sigma_-$ configuración intermedia $\theta = \pm 60^\circ + 180^\circ$ .	113

### Lista de Figuras

	<b>Pág.</b>
<u>Figura 1</u> Representación de un dipolo magnético.....	21
<u>Figura 2</u> Lámpara de Cadmio y su espectro de emisión.....	24
<u>Figura 3</u> Representación geométrica del momento angular.....	27
<u>Figura 4</u> Representación gráfica del momento angular $j = 2$ con $M_j = -2, -1, 0, 1, 2$ .....	28
<u>Figura 5</u> Diagrama de radiación dipolar eléctrica.....	30
<u>Figura 6</u> Etalón de Fabry-Perot como un espectrómetro de interferencia.....	32
<u>Figura 7</u> Haz parcialmente polarizado y un haz totalmente polarizado.....	39
<u>Figura 8</u> Representación del vector de Stokes $\vec{Q}$ sobre la esfera de Poincaré.....	43
<u>Figura 9</u> Representación del estado de polarización, para distintas direcciones de observación sobre la esfera de Poincaré.....	45
<u>Figura 10</u> Polarizador lineal hecho con una rejilla de alambres conductores.....	47
<u>Figura 11</u> Lámina retardadora de fase.....	49
<u>Figura 12</u> Disposición de los elementos ópticos involucrados en las configuraciones Zeeman.....	51
<u>Figura 13</u> separación del doblete de líneas espectrales sigma en relación al aumento progresivo del campo magnético B para la configuración longitudinal.....	53
<u>Figura 14</u> Separación del triplete de líneas espectrales sigma y pi en relación al aumento progresivo del campo magnético B para la configuración transversal.....	54
<u>Figura 15</u> Montaje experimental empleado para medir el estado de polarización de la fuente de Cadmio.....	56
<u>Figura 16</u> Estado de polarización de la fuente de Cadmio sin campo magnético aplicado sobre la esfera de Poincaré.....	57

<u>Figura 17</u> Triplete Zeeman en configuración Transversal con polarización lineal. Elementos que componen el montaje experimental.....	58
<u>Figura 18</u> Doblete Zeeman en configuración Longitudinal con polarización circular. Elementos que componen el montaje experimental.....	59
<u>Figura 19</u> Montaje y elementos usados para filtrar componentes en las configuraciones Transversal y Longitudinal del efecto Zeeman normal.....	62
<u>Figura 20</u> Comportamiento del doblete en configuración longitudinal con el uso del polarizador lineal dicróico, sin la lámina retardadora $\lambda/4$ .....	63
<u>Figura 21</u> Montaje y elementos usados para filtrar componentes en las configuraciones intermedias del efecto Zeeman normal .....	66
<u>Figura 22</u> Formación del perfil de intensidad creada por el Software ThorCam de la cámara CCD DCU224C.....	68
<u>Figura 23</u> Histograma de ejemplo y configuración de los parámetros de la CCD para maximizar el contraste visual del patrón de anillos.....	69
<u>Figura 24</u> Comportamiento del doblete en configuración longitudinal con el uso del ensamble de elementos ópticos.....	69
<u>Figura 25</u> Perfiles de intensidad para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 70^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración longitudinal ( $\theta = 0^\circ$ ).....	72
<u>Figura 26</u> Histogramas para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 70^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración Longitudinal ( $\theta = 0^\circ$ ).....	72
<u>Figura 27</u> Comportamiento del triplete en configuración transversal con el uso del ensamble de elementos ópticos.....	73

<u>Figura 28</u> Perfiles de intensidad para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 60^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración transversal ( $\theta = +90^\circ$ ).....	75
<u>Figura 29</u> Histogramas para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 60^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración transversal ( $\theta = +90^\circ$ ).....	75
<u>Figura 30</u> Comportamiento del triplete en configuración intermedia $+30^\circ$ .....	76
<u>Figura 31</u> Perfiles de intensidad para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 15^\circ, \pm 35^\circ, \pm 65^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración intermedia ( $\theta = +30^\circ$ ).....	78
<u>Figura 32</u> Histogramas para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 15^\circ, \pm 35^\circ, \pm 65^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración intermedia ( $\theta = +30^\circ$ ).....	78
<u>Figura 33</u> Comportamiento del triplete en configuración intermedia $-30^\circ$ .....	79
<u>Figura 34</u> Perfiles de intensidad para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 15^\circ, \pm 35^\circ, \pm 65^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración intermedia ( $\theta = -30^\circ$ ).....	80
<u>Figura 35</u> Histogramas para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 15^\circ, \pm 35^\circ, \pm 65^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración intermedia ( $\theta = -30^\circ$ ).....	81
<u>Figura 36</u> Comportamiento del triplete en configuración intermedia $+45^\circ$ .....	81
<u>Figura 37</u> Perfiles de intensidad para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 40^\circ, \pm 75^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración intermedia ( $\theta = +45^\circ$ ).....	83
<u>Figura 38</u> Histogramas para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 40^\circ, \pm 75^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración intermedia ( $\theta = +45^\circ$ ).....	83
<u>Figura 39</u> Comportamiento del triplete en configuración intermedia $-45^\circ$ .....	84
<u>Figura 40</u> Perfiles de intensidad para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 40^\circ, \pm 75^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración intermedia ( $\theta = -45^\circ$ ).....	85
<u>Figura 41</u> Histogramas para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 40^\circ, \pm 75^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración intermedia ( $\theta = -45^\circ$ ).....	85
<u>Figura 42</u> Comportamiento del triplete en configuración intermedia $+60^\circ$ .....	86

<u>Figura 43</u> Perfiles de intensidad para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 15^\circ, \pm 45^\circ, \pm 80^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración intermedia ( $\theta = +60^\circ$ ).....	88
<u>Figura 44</u> Histogramas para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 15^\circ, \pm 45^\circ, \pm 80^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración intermedia ( $\theta = +60^\circ$ ).....	88
<u>Figura 45</u> Comportamiento del triplete en configuración intermedia $-60^\circ$ .....	89
<u>Figura 46</u> Perfiles de intensidad para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 15^\circ, \pm 45^\circ, \pm 80^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración intermedia ( $\theta = -60^\circ$ ).....	89
<u>Figura 47</u> Histogramas para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 15^\circ, \pm 45^\circ, \pm 80^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración intermedia ( $\theta = -60^\circ$ ).....	90
<u>Figura 48</u> Estados de polarización circular para el doblete de la configuración Zeeman Longitudinal ( $\theta = 0^\circ$ ).....	91
<u>Figura 49</u> Estados de polarización lineal para el triplete de la configuración Zeeman Transversal ( $\theta = 90^\circ$ ).....	92
<u>Figura 50</u> Estados de polarización para el triplete de la configuración Zeeman Intermedia ( $\theta = +30^\circ$ ).....	93
<u>Figura 51</u> Estados de polarización para el triplete de la configuración Zeeman Intermedia ( $\theta = -30^\circ$ ).....	94
<u>Figura 52</u> Estados de polarización para el triplete de la configuración Zeeman Intermedia ( $\theta = +45^\circ$ ).....	95
<u>Figura 53</u> Estados de polarización para el triplete de la configuración Zeeman Intermedia ( $\theta = -45^\circ$ ).....	96
<u>Figura 54</u> Estados de polarización para el triplete de la configuración Zeeman Intermedia ( $\theta = +60^\circ$ ).....	97

<u>Figura 55</u> Estados de polarización para el triplete de la configuración Zeeman Intermedia ( $\theta = -60^\circ$ ).....	98
<u>Figura 56</u> Comportamiento del doblete en configuración longitudinal ( $\theta = 0^\circ + 180^\circ$ )....	100
<u>Figura 57</u> Perfiles de intensidad para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 70^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración longitudinal ( $\theta = 0^\circ + 180^\circ$ ).....	102
<u>Figura 58</u> Histogramas para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 70^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración Longitudinal ( $\theta = 0^\circ + 180^\circ$ ).....	102
<u>Figura 59</u> Estados de polarización para el doblete de la configuración Zeeman Longitudinal ( $\theta = 0^\circ + 180^\circ$ ).....	103
<u>Figura 60</u> Comportamiento del triplete en configuración transversal ( $\theta = 90^\circ + 180^\circ$ )....	104
<u>Figura 61</u> Perfiles de intensidad para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 60^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración transversal ( $\theta = 90^\circ + 180^\circ$ ).....	106
<u>Figura 62</u> Histogramas para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 60^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración Transversal ( $\theta = 90^\circ + 180^\circ$ ).....	106
<u>Figura 63</u> Estados de polarización para el triplete de la configuración Zeeman Transversal ( $\theta = 90^\circ + 180^\circ$ ).....	107
<u>Figura 64</u> Comportamiento del triplete en configuración intermedia ( $\theta = \pm 30^\circ + 180^\circ$ )...108	
<u>Figura 65</u> Estados de polarización enantiógiros para la configuración Zeeman intermedia ( $\theta = \pm 30^\circ + 180^\circ$ ).....	108
<u>Figura 66</u> Comportamiento del triplete en configuración intermedia ( $\theta = \pm 45^\circ + 180^\circ$ )...110	
<u>Figura 67</u> Estados de polarización enantiógiros para la configuración Zeeman intermedia ( $\theta = \pm 45^\circ + 180^\circ$ ).....	110
<u>Figura 68</u> Comportamiento del triplete en configuración intermedia ( $\theta = \pm 60^\circ + 180^\circ$ )...112	

Figura 69 Estados de polarización enantiógiros para la configuración Zeeman intermedia  
( $\theta = \pm 60^\circ + 180^\circ$ ).....112

## Resumen

**Título:** Estudio experimental de la polarización en el efecto Zeeman normal para una lámpara de Cadmio desde la configuración transversal hasta la configuración longitudinal.\*\*

**Autor:** Elian Raúl Plata Argüello††

**Palabras Clave:** Polarización, Zeeman, Cadmio

**Descripción:** En el tratamiento de la polarización en el efecto Zeeman normal, es común que solamente se emplee su análisis en las configuraciones transversal y longitudinal. Este trabajo presenta un estudio experimental de la polarización en el efecto Zeeman normal para una lámpara de Cadmio, examinando la transición desde la configuración transversal hasta la longitudinal.

La investigación de los estados de polarización resulta esencial para comprender de manera completa la interacción luz-materia en presencia de campos magnéticos. Sin embargo, la naturaleza elíptica de la polarización en las geometrías intermedias del efecto Zeeman requiere de técnicas de filtrado especializadas para analizar cada componente espectral.

Mediante un montaje experimental que incorpora un sistema de filtrado polarimétrico compuesto por láminas retardadoras y polarizadores lineales, se miden los estados de polarización de las componentes espectrales  $\pi$ ,  $\sigma_+$  y  $\sigma_-$  para ángulos de observación ( $\theta = 0^\circ, \pm 30^\circ, \pm 45^\circ, \pm 60^\circ, 90^\circ$ ). Los resultados indican una transición continua de los estados de polarización: la componente  $\pi$  mantiene polarización lineal horizontal en todas las configuraciones, mientras que las componentes  $\sigma$  evolucionan desde polarización lineal vertical ( $\theta = 90^\circ$ ) hasta polarización circular ( $\theta = 0^\circ$ ), pasando por estados elípticos intermedios.

Esta evolución se representa cuantitativamente en la esfera de Poincaré, verificando gráficamente la transición predicha teóricamente. Adicionalmente, se observa que los estados de polarización de las componentes  $\sigma_+$  y  $\sigma_-$  presenta comportamiento de estados enantiógiros, observándose que una rotación de  $180^\circ$  del sistema de bobinas induce una transformación de paridad que intercambia estos estados de polarización en la esfera de Poincaré. Este trabajo establece una metodología para el análisis polarimétrico en configuraciones geométricas del efecto Zeeman normal, proporcionando una descripción experimental de la transición de los estados de polarización.

---

\*\* Trabajo de Grado

†† Facultad de Ciencias. Escuela de Física. Director: Zandra Yoana Lizarazo Mejía. Doctora en ciencias naturales (Física).

### Abstract

**Title:** Experimental Study of Polarization in the Normal Zeeman Effect for a Cadmium Lamp from the Transverse to the Longitudinal Configuration.<sup>‡‡</sup>

**Author:** Elian Raúl Plata Argüello<sup>§§</sup>

**Key Words:** Polarization, Zeeman, Cadmium

**Description:** In the study of polarization in the normal Zeeman effect, it is common to focus solely on its analysis in the transverse and longitudinal configurations. This work presents an experimental study of polarization in the normal Zeeman effect using a cadmium lamp, examining the transition from the transverse to the longitudinal configuration.

The investigation of polarization states is essential for fully understanding light-matter interaction in the presence of magnetic fields. However, the elliptical nature of polarization in intermediate Zeeman geometries requires specialized filtering techniques to analyze each spectral component. Through an experimental setup incorporating a polarimetric filtering system composed of wave plates and linear polarizers, the polarization states of the  $\pi$ ,  $\sigma_+$ , and  $\sigma_-$  spectral components were measured for observation angles ( $\theta = 0^\circ, \pm 30^\circ, \pm 45^\circ, \pm 60^\circ, 90^\circ$ ). The results indicate a continuous transition of the polarization states: the  $\pi$  component maintains horizontal linear polarization in all configurations, while the  $\sigma$  components evolve from vertical linear polarization ( $\theta = 90^\circ$ ) to circular polarization ( $\theta = 0^\circ$ ), passing through intermediate elliptical states.

This evolution is quantitatively represented on the Poincare sphere, providing graphical verification of the theoretically predicted transition. Additionally, it is observed that the polarization states of the  $\sigma_+$  and  $\sigma_-$  components exhibit enantiomorphic behavior, with a  $180^\circ$  rotation of the coil system inducing a parity transformation that exchanges these polarization states on the Poincare sphere. This work establishes a methodology for polarimetric analysis in geometric configurations of the normal Zeeman effect, providing an experimental description of polarization state transitions.

---

<sup>‡‡</sup> Degree Work

<sup>§§</sup> Faculty of Sciences. School of Physics. Director: Zandra Yoana Lizarazo Mejía. PhD in Natural Sciences (Physics).

## Introducción

El efecto Zeeman, descubierto en 1896, representa un pilar fundamental en la física atómica para el estudio de la interacción entre la materia y los campos magnéticos. Su descubrimiento experimental por Peter Zeeman, quien observó el ensanchamiento de las líneas espectrales del sodio bajo la acción de un campo magnético (Zeeman, 1897, 1913), y la subsiguiente explicación teórica de H.A. Lorentz, que predijo la división en un triplete o un doblete espectral dependiendo de la dirección de observación, sentaron las bases del fenómeno. Posteriormente, el desarrollo de la mecánica cuántica a principios del siglo XX proporcionó un marco teórico sólido para explicar y predecir los resultados observados en el efecto Zeeman (Lorentz, 1937; Arabatzis, 1992; Candler, 1937). En la actualidad, este efecto es una herramienta útil con aplicaciones que van desde la espectroscopía de gases y la caracterización de materiales hasta la astrofísica y la magnetometría biomédica (von Lindenfels et al., 2013; Ullrich et al., 2013; Kuwahata et al., 2020; Oostra, 2017; Cakir et al., 2012; Oelsner et al., 2019).

Una predicción clave de la teoría clásica, confirmada experimentalmente por Zeeman, fue la polarización específica de las componentes espectrales. Lorentz estableció que en la configuración transversal (observación perpendicular al campo) las líneas estarían linealmente polarizadas, formando un triplete, mientras que en la longitudinal (observación paralela al campo) se observaría un doblete con polarización circular (Kox, 1997). No obstante, la investigación histórica y contemporánea se ha centrado principalmente en estas dos configuraciones mencionadas (Lorentz, 1937), sin que se tenga conocimiento de mediciones sistemáticas realizadas para las configuraciones intermedias. Este enfoque omite la transición gradual entre los estados de polarización lineal y circular, la cual es importante para una descripción completa de la interacción

luz-materia. Por lo tanto, investigar estas configuraciones intermedias es esencial para comprender de mejor manera el comportamiento de la polarización en el efecto Zeeman normal.

Para el estudio de la polarización se han creado varios métodos algebraicos para caracterizar y representar los estados de polarización (Stokes, 1851; Wolf, 2007). Este trabajo emplea la esfera de Poincaré (Azzam, 2000), una esfera de radio unitario donde cada punto sobre su superficie corresponde a un posible estado de polarización. Esta técnica de representación ofrece ventajas significativas, particularmente la capacidad de asociar propiedades geométricas a los procesos y estados de polarización.

La presente investigación aborda fundamentalmente la relación entre la polarización de la luz y el efecto Zeeman. La exploración experimental de configuraciones intermedias no solo complementa el conocimiento teórico y experimental existente, sino que además establece nuevas perspectivas para analizar la interacción entre luz polarizada y átomos bajo campos magnéticos.

## 1. Efecto Zeeman Normal

### 1.1 Efecto Zeeman

En 1896, Peter Zeeman descubrió que, al colocar una fuente de radiación electromagnética bajo la acción de un campo magnético externo, las líneas espectrales emitidas por los átomos experimentaban un cambio energético que causaba su división en múltiples componentes. Este fenómeno, conocido como efecto Zeeman, había sido predicho teóricamente por H.A. Lorentz en 1895 como parte de su estudio de la teoría clásica del electrón y fue confirmado experimentalmente por Zeeman poco después (Lorentz, 1937; Zeeman, 1897).

El estudio de las líneas espectrales tradicionalmente considera la energía total de los estados cuánticos atómicos como un valor único para cada estado. Sin embargo, los experimentos muestran que la transición entre estos estados depende de la variación de energía durante el proceso, no de la energía absoluta de un estado particular. Las longitudes de onda y frecuencias del espectro están determinadas por las diferencias entre los niveles de energía. Zeeman observó que el comportamiento dependía de la configuración experimental: se obtenía un triplete de líneas bajo una configuración transversal (perpendicular al campo magnético) y un doblete bajo una configuración longitudinal (paralela al campo).

#### *1.1.1 Fundamentos Cuánticos del Momento Angular.*

Para comprender a fondo la división de los niveles de energía en el efecto Zeeman, es esencial recurrir al tratamiento cuántico del momento angular. En mecánica cuántica, el momento angular orbital  $\mathbf{J}$  es un operador vectorial hermético cuyas componentes cumplen con las relaciones de conmutación fundamentales (Landi Degl'Innocenti, 2014):

$$[J_x, J_y] = i\hbar J_z, \quad [J_y, J_z] = i\hbar J_x, \quad [J_z, J_x] = i\hbar J_y \quad (2.1)$$

donde  $\hbar = h / 2\pi$  es la constante de Planck reducida. De estas relaciones se deriva que los autoestados simultáneos del operador  $\vec{J}^2$  (el cuadrado del momento angular total) y de su componente  $J_z$  están cuantizados. Estos autoestados, denotados por  $|j, m\rangle$ , satisfacen las ecuaciones de autovalores:

$$\vec{J}^2 |j, m\rangle = j(j+1)\hbar^2 |j, m\rangle \quad (2.2)$$

$$J_z |j, m\rangle = m\hbar |j, m\rangle$$

El momento angular orbital  $\mathbf{L}$  es un operador cuyos valores propios están cuantizados. Las soluciones de la ecuación de Schrödinger para el átomo de hidrógeno revelan que su magnitud está determinada por el número cuántico azimutal  $l$ :

$$|\mathbf{L}| = \hbar\sqrt{l(l+1)} \quad (2.3)$$

Donde  $l = 0, 1, 2, 3, \dots, n-1$ . De manera crucial para el efecto Zeeman, la componente  $z$  de  $\mathbf{L}$  (a lo largo de la dirección de un campo magnético aplicado  $\mathbf{B}$ ) también está cuantizada:

$$L_z = m_l \hbar \quad (2.4)$$

donde el número cuántico magnético  $m_l$  puede tomar los valores  $m_l = -l, -l+1, \dots, 0, \dots, l-1, l$ . Esto implica una cuantización espacial: el vector momento angular solo puede adoptar orientaciones discretas con respecto al eje  $z$ . La acción de los operadores de subida y bajada  $J_+ = J_x + iJ_y$  y  $J_- = J_x - iJ_y$  sobre estos autoestados conecta estados con diferentes valores de  $m$  (Landi Degl'Innocenti, 2014):

$$J_{\pm} |j, m\rangle = \hbar\sqrt{j(j+1) - m(m \pm 1)} |j, m \pm 1\rangle \quad (2.5)$$

Estos operadores son fundamentales para entender las reglas de selección que gobiernan las transiciones dipolares.

### ***1.1.2 Reglas de selección y transiciones.***

Un átomo no puede efectuar una transición a otro estado a menos que interactúe con el medio que lo rodea mediante una perturbación externa. Dado que un átomo está compuesto por partículas cargadas, esta interacción es de naturaleza electromagnética. Las transiciones más probables son aquellas mediadas por el mecanismo de dipolo eléctrico, donde la distribución de carga del átomo durante la transición se asemeja a un dipolo oscilante. Otros mecanismos, como la emisión de cuadrupolo eléctrico o dipolo magnético, son órdenes de magnitud menos probables (Foot, 2005; Bransden & Joachain, 2003; Sobelman, 2012).

La distribución de carga dipolar tiene lugar cuando existe una diferencia de cero o la unidad entre los números cuánticos que describen los dos estados involucrados en la transición. Las reglas de selección para las transiciones de dipolo eléctrico son:

$$\Delta l = \pm 1 \quad (2.6)$$

$$\Delta m = 0, \pm 1$$

Las transiciones que no cumplen con estas reglas se denominan prohibidas. Esta prohibición no es absoluta, sino que indica una probabilidad extremadamente baja de ocurrir en comparación con las transiciones permitidas de dipolo eléctrico, debido a que la simetría fundamental (paridad) de los estados atómicos involucrados hace que la probabilidad de transición sea exactamente cero en la aproximación de dipolo.

### ***1.1.3 Momento dipolar magnético.***

El modelo de Bohr permite explicar el efecto de un campo magnético sobre los niveles de energía del átomo. En este modelo, el electrón que se mueve en su órbita circular puede considerarse equivalente a una espira de corriente. A toda espira de corriente se le asocia un

momento dipolar magnético  $\vec{\mu}$ . En presencia de un campo magnético  $\vec{B}$ , se ejerce un par motor o torque sobre este momento magnético dado por:

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B} \quad (2.7)$$

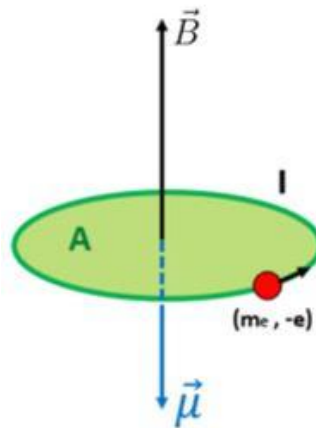
Esta fuerza tiende a orientar el dipolo en la dirección del campo. A esta interacción corresponde una energía potencial:

$$U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\mu B \cos \theta \quad (2.8)$$

donde  $\theta$  es el ángulo entre las direcciones de  $B$  y de  $\mu$ .

### Figura 1

*Representación de un dipolo magnético.*



Para evaluar  $\vec{\mu}$  en términos del movimiento del electrón, se debe recordar que una espira conductora de área  $A$ , que lleva una corriente  $I$ , tiene un momento magnético dado por  $|\mu| = IA$ . Cuando un electrón de masa  $m$  y carga  $e$ , se mueve en una órbita circular de radio  $r$  con rapidez  $v$ , la circunferencia de la órbita es  $2\pi r$  y el electrón efectúa  $v/2\pi r$  revoluciones por segundo. La corriente equivalente, que es la cantidad de carga que pasa por un punto dado por unidad de tiempo, es:

$$I = \frac{ev}{2\pi r} \quad (2.9)$$

El área  $A$  de la espira de corriente es  $\pi r^2$ , de modo que el momento magnético asociado con el movimiento del electrón es:

$$\vec{\mu} = \frac{e\vec{v}}{2\pi r} \pi r^2 = \frac{e\vec{v}r}{2} \quad (2.10)$$

Cuando se multiplica y se divide esta expresión por  $m$ , el factor  $m\vec{v}r$  aparece en el numerador; este factor representa la magnitud del momento angular  $\vec{L}$  de una partícula con cantidad de movimiento  $m\vec{v}$  que se mueve en una circunferencia de radio  $r$ . Así:

$$\vec{\mu} = \frac{e(m\vec{v}r)}{2m} = \frac{e}{2m} \vec{L} \quad (2.11)$$

Si bien esta derivación se basa en el modelo de Bohr, que posee limitaciones fundamentales, la relación  $\vec{\mu} = -\frac{e}{2m} \vec{L}$  resulta ser válida en un contexto más general. Puede demostrarse que esta relación se mantiene en la mecánica cuántica para el valor esperado del operador momento magnético, lo cual concuerda con las observaciones experimentales del efecto Zeeman. Es precisamente esta cuantización de  $L_z$  la que explica directamente la cuantización del momento magnético orbital y, por ende, del desdoblamiento energético. Al sustituir  $L_z$  en la expresión de la energía de interacción  $U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$  y usando la relación giromagnética  $\mu_z = -[e/(2m)]L_z$  se obtiene:

$$\Delta E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\left[-\frac{eL_z}{2m}\right]B = \frac{e}{2m}(m_l\hbar)B = m_l \frac{e\hbar}{2m}B \quad (2.12)$$

Definiendo el Magnetón de Bohr  $\mu_B = e\hbar/2m$  como la unidad natural del momento magnético atómico, la expresión se simplifica a:

$$\Delta E = m_l \mu_B B \quad (2.13)$$

Esta ecuación es el corazón del efecto Zeeman normal. Muestra que cada nivel de energía con un número cuántico  $l$  dado se desdobra en  $(2l + 1)$  subniveles equidistantes, cada uno

identificado por un valor único de  $m_l$ . la degeneración de  $m_l$  se rompe en presencia del campo magnético.

El efecto Zeeman normal sólo ocurre en transiciones entre estados atómicos con espín total  $\vec{S} = 0$ . Es decir, que al momento angular total solo contribuye el momento angular orbital  $\vec{J} = \vec{L}$ .

#### ***1.1.4 Línea roja del Cadmio.***

Para la verificación experimental del efecto Zeeman normal, este trabajo emplea una lámpara espectral de descarga de cátodo hueco de Cadmio (Cd) con una corriente de funcionamiento de 1,0[A] y dimensiones de 16 cm  $\times$  15 cm  $\times$  8 cm. El Cadmio es un elemento metálico perteneciente al grupo 12 de la tabla periódica, con número atómico 48 y una configuración electrónica fundamental  $[Kr]4d^{10}5s^2$ . Esta configuración de capa cerrada en su estado fundamental, con subcapas completas, establece las bases para su particular comportamiento espectral y lo convierte en un sistema ideal para el estudio de interacciones magnéticas en átomos multielectrónicos.

La elección del Cadmio como elemento de estudio tiene profundas raíces históricas que refuerzan su importancia en la investigación del efecto Zeeman. Como se documenta en su revisión temprana del fenómeno (Reese, 1900), el Cadmio fue uno de los primeros elementos en los que se observaron desviaciones significativas del triplete de Lorentz predicho por la teoría inicial. Se señala específicamente que Preston y Cornu observaron cuádruples inconfundibles tanto en el caso de las líneas D del Sodio como en los espectros de Cadmio y Magnesio. Este hallazgo histórico es crucial, ya que situó al Cadmio en el centro de la investigación sobre la complejidad del efecto Zeeman desde sus inicios. Mientras que muchas líneas espectrales mostraban el comportamiento

triple esperado, las líneas del Cadmio revelaban una estructura más compleja que desafiaba la teoría simple de Lorentz y exigía desarrollos teóricos más sofisticados.

El espectro de emisión del Cadmio, obtenido mediante excitación por descarga eléctrica, presenta un conjunto característico de líneas que abarcan desde el ultravioleta hasta el infrarrojo. Entre sus transiciones se encuentra la línea roja de longitud de onda  $\lambda = 643,8 [nm]$  y una frecuencia  $\nu_0 = 465,7 [THz]$ , que constituye el objeto de estudio central de esta investigación. Esta línea específica corresponde con la transición  $^1D_2 (J=2, S=0) \rightarrow ^1P_1 (J=1, S=0)$  en notación espectroscópica, donde el estado superior  $^1D_2$  representa un singlete con momento angular orbital total  $L = 2$  y momento angular total  $J = 2$ , mientras que el estado inferior  $^1P_1$  es igualmente un singlete con  $L = 1$  y  $J = 1$ . La naturaleza de singlete de ambos estados involucrados (es decir, la condición de espín total nulo ( $S=0$ ) en ambas configuraciones electrónicas) es la propiedad fundamental que determina el comportamiento de esta transición en presencia de campos magnéticos externos. En presencia del campo magnético el nivel de energía  $^1D_2$  presenta un desdoblamiento en cinco componentes Zeeman y el nivel  $^1P_1$  se divide en tres componentes Zeeman.

## Figura 2

*Lámpara de Cadmio (Cd) y su espectro de emisión.*



Bajo la influencia de un campo magnético externo, este sistema exhibe nueve transiciones permitidas regidas por la regla de selección  $\Delta m = 0, \pm 1$ . Específicamente, se observan tres transiciones con  $\Delta m = 0$  (denominadas componentes  $\pi$ ) que mantienen la frecuencia original y generan radiación linealmente polarizada paralela al campo magnético. Simultáneamente, existen tres transiciones con  $\Delta m = +1$  (componentes  $\sigma_+$ ) y tres con  $\Delta m = -1$  (componentes  $\sigma_-$ ), cuyas frecuencias se desplazan respecto de su frecuencia original respectivamente, emitiendo radiación circularmente polarizada en sentidos opuestos en el plano perpendicular al campo. En este desdoblamiento triple característico del efecto Zeeman normal, la polarización emergente de cada componente depende fundamentalmente del cambio en el número cuántico magnético durante la transición.

En este estudio se emplea la línea roja del cadmio ( $\lambda = 643,8 [nm]$ ) para la observación del efecto Zeeman normal. Esta transición presenta las condiciones ideales para el caso normal, ya que ambos estados involucrados tienen espín total ( $S=0$ ), el momento angular  $J$  resulta idéntico al momento angular orbital total  $L$ . Esta condición simplifica notablemente el factor  $g$  de Landé, que cuantifica la relación entre el momento magnético y el momento angular, tomando el valor  $g = 1$  para ambos niveles. La consecuencia inmediata es que el desdoblamiento Zeeman sigue estrictamente la relación  $\Delta E = m_l \mu_B B$  generando un patrón de desdoblamiento simétrico y equidistante que se manifiesta experimentalmente como el triplete de Lorentz característico del efecto Zeeman normal.

Esta predictibilidad teórica contrasta con la compleja estructura multiplete del efecto Zeeman anómalo, donde la contribución del espín electrónico produce desdoblamientos irregulares.

Las transiciones ópticas entre estos niveles de energía son solamente posibles en la forma de radiación dipolar eléctrica, de modo que siguen las reglas de selección (véase ecuación 2.6) que aplican para los números cuánticos  $m$  de los estados involucrados.

$$\Delta m = \begin{array}{l} \pm 1 \text{ componente } \sigma \\ 0 \text{ componente } \pi \end{array} \quad (2.14)$$

De esta manera se observan tres líneas espectrales, en donde la componente interna  $\pi$  no presenta corrimiento respecto de su posición inicial y las dos componentes externas  $\sigma$  están desplazadas respecto a la frecuencia original de la siguiente manera:

$$\Delta\nu = \pm \frac{\Delta E}{h} \quad (2.15)$$

Siendo  $\Delta E$  la energía equidistante (véase ecuación 2.13).

Desde la perspectiva experimental, la lámpara de cadmio ofrece ventajas significativas para la observación del efecto Zeeman. La línea roja a 643,8 [nm] presenta una intensidad luminosa adecuada, estabilidad temporal y una localización espectral dentro del rango de alta sensibilidad del ojo humano y de los detectores CCD convencionales. Además, su naturaleza de emisión estrecha permite resolver claramente los componentes del desdoblamiento Zeeman incluso con campos magnéticos moderados.

La combinación de estas propiedades prácticas con el fundamento teórico sólido, junto con su histórico papel en el desarrollo de la comprensión del efecto Zeeman, convierte al Cadmio en un elemento particularmente adecuado para investigar los principios fundamentales de la interacción entre la radiación electromagnética y la materia atómica en presencia de campos magnéticos.

### 1.1.5 Representación geométrica del momento angular

Existe una forma de representar la relación entre el momento angular y su componente  $z$  mediante una forma geométrica que constituye la interpretación semiclásica de los resultados cuánticos formales antes expuestos de la siguiente manera.

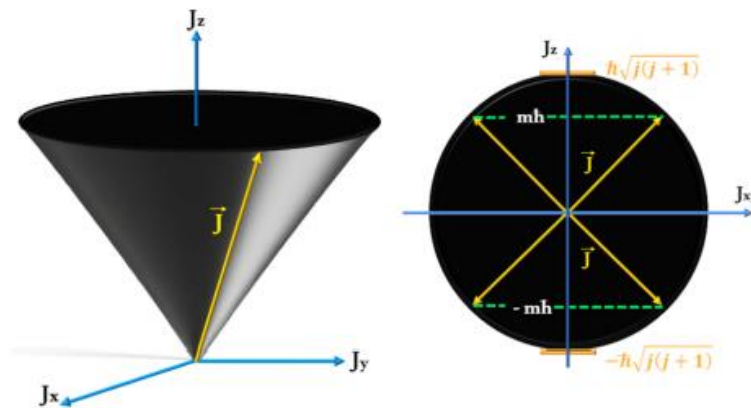
Para un valor determinado de  $j$ , el momento angular total  $\vec{J}$ ; puede ser representado por un vector cuya longitud, (ver figura 3) está determinada por:

$$\sqrt{\langle \hat{J}^2 \rangle} = \hbar \sqrt{j(j+1)} \quad (2.16)$$

y cuya componente  $z$  es  $\langle \hat{J}_z \rangle = \hbar M_j$ . Como  $\hat{J}_x$  y  $\hat{J}_y$  no están definidos por separado (como consecuencia del principio de incertidumbre aplicado al momento angular), solo su suma  $\hat{J}_x^2 + \hat{J}_y^2 = \hat{J}^2 - \hat{J}_z^2$ , que se encuentra dentro del plano  $xy$ , está bien definido.

#### Figura 3

*Representación geométrica del momento angular  $\hat{J}$ : el vector  $\hat{J}$  gira a lo largo de la superficie de un cono alrededor de su eje; la altura del cono es igual a  $M_j \hbar$ , la proyección de  $\hat{J}$  sobre el eje del cono. La punta de  $\hat{J}$  se encuentra, dentro del plano  $J_z J_{xy}$ , en un círculo de radio  $\hbar \sqrt{j(j+1)}$ .*



En términos clásicos, podemos pensar en  $\vec{J}$ ; como representable gráficamente por un vector, cuyo punto final se encuentra en un círculo de radio  $\hbar\sqrt{j(j+1)}$ , que gira a lo largo de una superficie de un cono de ángulo medio

$$\theta = \cos^{-1}\left(\frac{M_j}{\sqrt{j(j+1)}}\right) \quad (2.17)$$

tal que su proyección a lo largo del eje  $z$  es siempre  $M_j\hbar$ . Note que, como los valores del número cuántico  $M_j$  están limitados a  $M_j = -j, -j+1, \dots, j-1$ , el ángulo  $\theta$  está cuantizado; los únicos posibles valores para  $\theta$ , consiste de un conjunto discreto de  $2j+1$  valores:

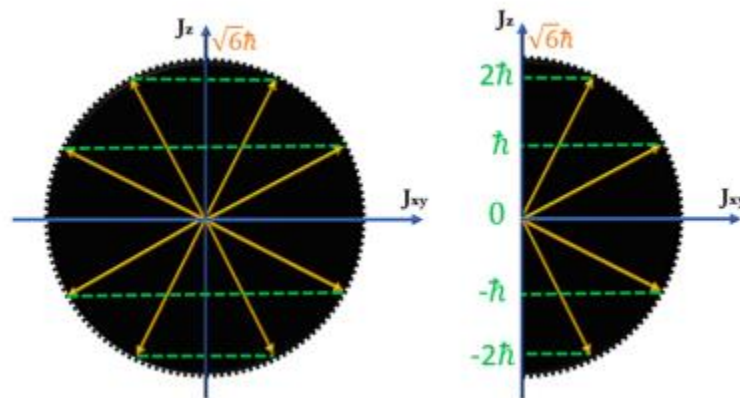
$$\theta = \cos^{-1}\left(\frac{-j}{\sqrt{j(j+1)}}\right), \cos^{-1}\left(\frac{-j+1}{\sqrt{j(j+1)}}\right), \dots, \cos^{-1}\left(\frac{j-1}{\sqrt{j(j+1)}}\right) \quad (2.18)$$

Dado que todas las orientaciones de  $\hat{J}$ : sobre la superficie del cono tienen la misma probabilidad, la proyección de  $\hat{J}$ ; en los ejes  $x$  e  $y$  promedian a cero, (ver figura 4):

$$\langle \hat{J}_x \rangle = \langle \hat{J}_y \rangle = 0 \quad (2.19)$$

#### Figura 4

Representación gráfica del momento angular  $j = 2$  con  $M_j = -2, -1, 0, 1, 2$ . El radio del círculo es  $\hbar\sqrt{2(2+1)} = \sqrt{6}\hbar$ .



### 1.1.6 Distribución angular de la radiación y su relación con la polarización.

Las predicciones de Lorentz, relativas a la polarización de las componentes del espectro de líneas, están experimentalmente comprobadas. En general, el estado de polarización, en cada caso, está relacionado con la dirección en que se observe la radiación con respecto a la dirección de B. Según la componente del momento angular  $\Delta m$  en la dirección del campo magnético, los fotones emitidos por la fuente muestran una distribución angular característica. La figura (5) muestra la distribución angular en la forma de diagramas polares. La intensidad de la radiación emitida por un dipolo oscilante no es isotrópica, sino que sigue un patrón angular característico descrito por la teoría electromagnética clásica. Para un dipolo eléctrico lineal oscilante, la potencia radiada por unidad de ángulo sólido está dada por (Jackson, 1999):

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{\mu_0 w^4}{32\pi^2 c} |\vec{P}| \sin^2 \beta \quad (2.20)$$

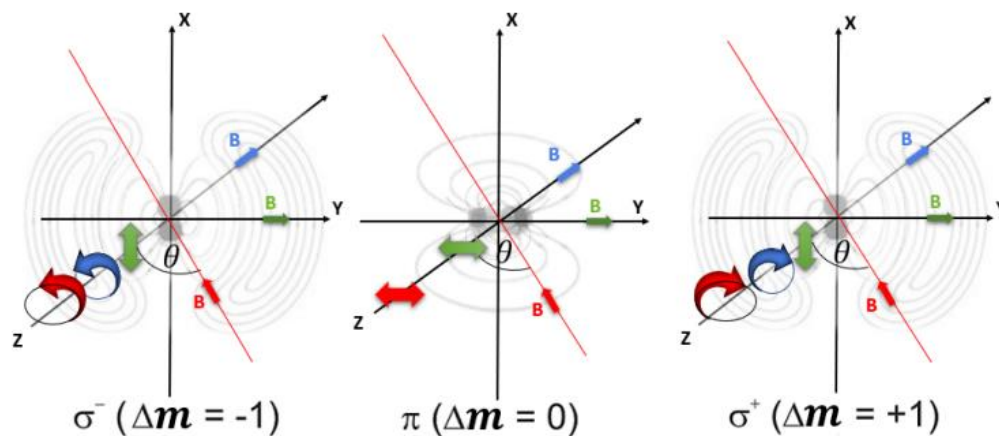
Donde  $\mu_0$  es la permeabilidad magnética en el vacío,  $w$  la frecuencia angular de oscilación,  $c$  la velocidad de la luz,  $\beta$  es el ángulo entre la dirección de observación y el eje del dipolo,  $\vec{P}$  es el momento dipolar eléctrico y el factor  $\sin^2 \beta$  determina la dependencia angular de la intensidad radiada.

Ahora para el caso de la radiación combinada de los dos dipolos ortogonales produce un patrón que promedia las contribuciones individuales. Esto resulta de sumar las contribuciones de dos dipolos lineales ortogonales: uno a lo largo del eje X con intensidad proporcional a  $\sin^2(90^\circ - \beta) = \cos^2 \beta$ , y otro a lo largo del eje Z con intensidad proporcional a  $\sin^2 \beta$ , dando como resultado total  $\cos^2 \beta + \sin^2 \beta = 1$ , que cuando se consideran las proyecciones apropiadas se obtiene la expresión  $\frac{1 + \cos^2 \beta}{2}$  que describe un dipolo circular. Esta descripción unificada demuestra que el patrón de radiación en el efecto Zeeman normal está gobernado por los principios fundamentales

de la radiación dipolar, donde cada tipo de transición ( $\pi$  o  $\sigma$ ) tiene una dependencia angular característica:  $\sin^2 \beta$  para las componentes  $\pi$  y  $\frac{1 + \cos^2 \beta}{2}$  para las componentes  $\sigma$ .

### Figura 5

Diagrama de radiación dipolar eléctrica.  $B$  es el campo magnético aplicado,  $Z$  el eje de observación. En configuración transversal con la representación de la polarización lineal en el triplete como flechas verdes, la configuración longitudinal en el doblete con la polarización como flechas azules circulares y en el caso del triplete de color rojo con polarización elíptica para las componentes sigmas en las posiciones de observación intermedias  $\theta$ .



La radiación que corresponde a la transición  $\Delta m = 0$  (componentes  $\pi$ ), está polarizada linealmente en la dirección del campo  $B$  (eje  $Y$ ). Este resultado puede entenderse cualitativamente ya que, durante la transición de un estado a otro, la superposición de las dos funciones de onda da una densidad de carga eléctrica que varía periódicamente con el tiempo. En estas transiciones, cada función de onda contiene el mismo factor  $e^{im\phi}$ ; entonces la distribución de carga, que es proporcional a  $\Psi\Psi^*$ , no presenta dependencia con respecto a una fase  $\phi$ , sino que es axialmente simétrica alrededor del eje de dirección del campo magnético. Así, la carga eléctrica que varía periódicamente, se parece a un dipolo eléctrico lineal orientado a lo largo del eje  $Y$ , y, por lo tanto, el patrón de radiación es el característico de tal dipolo.

La polarización de las líneas correspondientes a transiciones con  $\Delta m = \pm 1$  presenta un comportamiento más complejo. Para estos casos, la densidad de carga periódicamente variable, que resulta de la superposición de las dos funciones de onda, con valores de  $m_l$  diferentes, es la

característica de dos dipolos eléctricos en el plano perpendicular a B en ángulo recto entre sí y  $90^\circ$  fuera de fase, lo que genera una distribución angular más compleja que puede describirse como una combinación de patrones dipolares con diferentes orientaciones. Para estas líneas, la luz que emerge en una dirección paralela al campo está circularmente polarizada; por otra parte, la luz que emerge perpendicular a la dirección del campo aplicado, está polarizada linealmente a lo largo del eje X, y en general, para todas las otras direcciones, la luz está elípticamente polarizada (Zangwill, 2013; Lorentz, 1916).

Este comportamiento se manifiesta experimentalmente de la siguiente manera:

- En configuración transversal ( $\beta = 90^\circ$ ):  $\sin^2(90^\circ) = 1$  por lo que la intensidad de la componente  $\pi$  es máxima. Para las componentes  $\sigma$ ,  $\frac{1 + \cos^2(90^\circ)}{2} = \frac{1}{2}$ , por lo que su intensidad es media.
- En configuración longitudinal ( $\beta = 0^\circ$ ):  $\sin^2(0^\circ) = 0$ , entonces la componente  $\pi$  no se observa. Para las componentes  $\sigma$ ,  $\frac{1 + \cos^2(0^\circ)}{2} = 1$ , por lo que su intensidad es máxima.
- Para ángulos intermedios: la intensidad de la línea  $\pi$  disminuye progresivamente según  $\sin^2(\beta)$ . Mientras que la intensidad de las componentes  $\sigma$  varía según  $\frac{1 + \cos^2 \beta}{2}$ , siendo siempre visibles para cualquier  $\beta$ .

### ***1.1.7 Espectroscopía de las componentes Zeeman y el Interferómetro de Fabry-Perot***

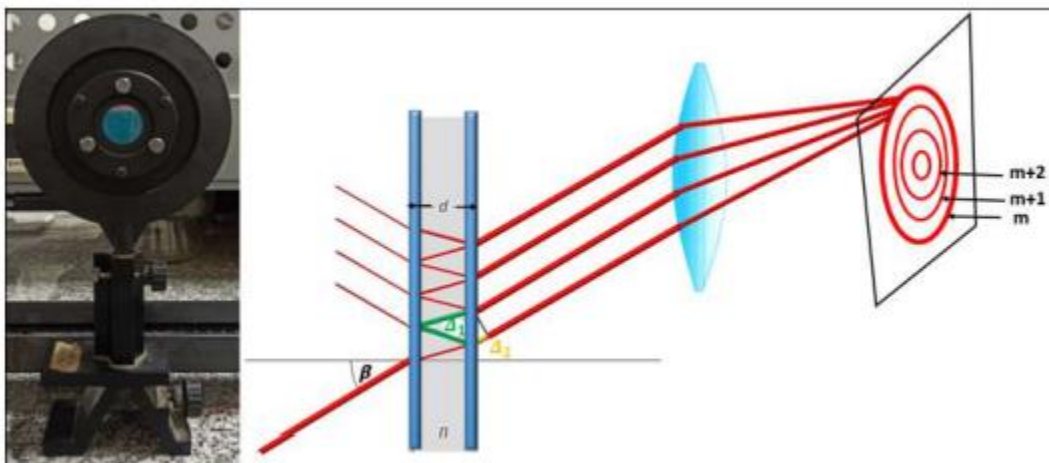
El efecto Zeeman produce el desdoblamiento de una línea espectral en varias componentes polarizadas cuando un átomo se somete a un campo magnético externo. Este desdoblamiento energético como ya se mencionó, está dado por la ecuación 2.15.

$$\Delta v = \pm \frac{\mu_B \Delta m_l}{h} B \quad (2.21)$$

siendo  $h$  la constante de Planck. Se evidencia que la relación es lineal con la intensidad del campo magnético  $\vec{B}$ , entonces, para observar y medir estas componentes, es esencial un instrumento de alta resolución espectral, como el etalón de Fabry-Perot. Este dispositivo permite resolver líneas espectrales muy cercanas mediante interferencia de múltiples haces, se basa en la existencia de dos superficies semireflectantes cuidadosamente pulidas elaboradas en vidrio o cuarzo recubiertas con una fina capa de aluminio u otro metal con el fin de garantizar un coeficiente de reflexión de los rayos lo suficientemente alto. Las caras internas de la lámina, están dispuestas de modo tal que sean rigurosamente paralelas, y separadas una distancia  $d$  por una capa de aire, de manera que ello da lugar a una interferencia constructiva y destructiva de haz múltiple dependiendo del ángulo de incidencia y la longitud de onda si la separación entre superficies se mantiene fija. La nitidez del espectro de interferencias será tanto mayor en relación al coeficiente de reflexión en la capa metálica.

### Figura 6

*Etalón de Fabry-Perot como un espectrómetro de interferencia. El camino del haz es dibujado para un ángulo  $\beta > 0$ . La diferencia de camino óptico entre los dos haces emergentes  $\Delta = n(\Delta 1 - \Delta 2)$ , con  $n$  el número de veces que se refleja la luz en medio de las caras internas.*



Es importante resaltar que solo ciertas longitudes de onda se transmiten en su totalidad, mientras que otras se cancelan debido a la interferencia destructiva. Las líneas espectrales se resuelven en función de la longitud de onda cuando cumplen con la condición de interferencia:

$$2nd\cos\theta = m\lambda \quad (2.22)$$

Un patrón de franjas circulares concéntricas asociadas con una longitud de onda particular puede ser observadas luego que los haces de luz lleguen al plano focal. El ángulo de apertura de un anillo es idéntico con el ángulo  $\beta$  con el que ingresan los haces de luz al etalón, de modo que los haces emergentes con un ángulo  $\beta_k$ , interfieren constructivamente con otros. Cuando dos haces adyacentes cumplen la condición de curvas con igual inclinación, se tiene que la diferencia de camino óptico corresponde con

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2(\beta_k)} = m\lambda \quad (2.23)$$

siendo  $n$  el índice de refracción de la placa de vidrio y  $m$  el orden de interferencia.

Un cambio en la longitud de onda dado por  $\Delta\lambda$  es visto como un cambio en el ángulo de apertura  $\Delta\beta$ . Dependiendo de la longitud focal de la lente, el ángulo de apertura  $\beta$  corresponde a un radio  $r$  y el cambio del ángulo  $\Delta\beta$  a un cambio en el radio  $\Delta r$ .

Si una línea espectral contiene varias componentes con separación  $\Delta\lambda$ , cada franja de interferencia circular se divide dentro de muchas componentes con distancia  $\Delta r$ . Así un doblete de línea espectral es reconocido por un patrón de franjas circulares dobles y un triplete de línea espectral se reconoce por un patrón de franjas circulares triples. La posición angular de un anillo de orden  $m$  para una componente específica viene dada por:

$$\beta = \cos^{-1}\left(\frac{m\lambda}{2nd}\right) \quad (2.24)$$

Y para analizar cómo un cambio  $\Delta\lambda$  afecta la posición angular, se deriva la ecuación fundamental del etalón:

$$\frac{d(\cos\beta)}{d\lambda} = \frac{m\lambda}{2nd} \quad (2.25)$$

que conlleva a

$$\Delta \cos \beta = \frac{m\Delta\lambda}{2nd} \quad (2.26)$$

Esta relación revela que el coseno del ángulo varía linealmente con el cambio en longitud de onda. Sin embargo, dado que la función coseno inverso no es lineal, la relación entre  $\Delta\beta$  y  $\Delta\lambda$  tampoco lo es para la separación angular entre dos anillos consecutivos:

$$\Delta\beta = \cos^{-1} \left[ \frac{m(\lambda + \Delta\lambda)}{2nd} \right] - \cos^{-1} \left( \frac{m\lambda}{2nd} \right) \quad (2.27)$$

Esta no linealidad entre  $\Delta\beta$  y  $\Delta\lambda$  es puramente geométrica y proviene de la óptica del etalón, no del fenómeno atómico del efecto Zeeman normal, por eso es fundamental distinguir entre el desdoblamiento en el espacio de frecuencias ( $\Delta\nu$ ) que es lineal con el campo magnético  $B$  y la no linealidad del instrumento óptico como lo es el etalón de Farby-Perot ( $\Delta\lambda$  con  $\Delta\beta$ ).

Ahora bien, se tiene que para pequeños desdoblamientos y ángulos  $\beta$  cercanos a cero, es decir una aproximación para ángulos pequeños

$$\Delta\beta \approx \frac{m\Delta\lambda}{2n d \sin \beta_0} \quad (2.28)$$

con  $\beta_0$  como la posición angular de referencia, la separación angular entre anillos aparece aproximadamente proporcional al desdoblamiento, y, por lo tanto, al campo magnético. No obstante, esta es solo una aproximación válida para campos magnéticos moderados o de baja intensidad y en la región central del patrón de interferencia.

La capacidad del etalón para distinguir longitudes de onda cercanas se cuantifica mediante su poder de resolución:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{2\pi nd}{\lambda(1 - r'^2)} \quad (2.29)$$

donde  $\Delta\lambda$  es la mínima diferencia de longitud de onda que el etalón puede distinguir, y  $r'$  es el coeficiente de reflectancia de las superficies. Cuanto mayor sea el coeficiente de reflectancia o de reflexión  $r'$ , más estrechas serán las franjas de transmisión y, por lo tanto, más cercanas entre sí estarán las longitudes de onda que el etalón puede separar. Otro aspecto que se tiene en cuenta es la separación entre placas: A medida que  $d$  aumenta, la resolución también se incrementa, permitiendo al etalón resolver longitudes de onda más cercanas, entonces el orden de interferencia tiene importancia debido a que al trabajar en ordenes de interferencia altos es decir valores grandes para “ $m$ ” el etalón puede separar longitudes de onda más próximas ya que aumenta el número de longitudes de onda dentro del camino óptico que recorre la luz. Si no está presente el etalón en el montaje experimental no se observa ningún patrón de anillos, es así que mientras el efecto Zeeman normal produce un desdoblamiento espectral que es estrictamente lineal con el campo magnético aplicado, la manifestación observable de este desdoblamiento como separación entre anillos de interferencia está modulada por la respuesta no lineal del etalón de Fabry-Perot. Esta distinción es crucial para la correcta interpretación de los patrones de interferencia observados experimentalmente (Born & Wolf, 2019; Meschede, 2017; Hecht, 2017).

## 2. La Polarización

### 2.1 Polarización

#### 2.1.1 Estado general de polarización.

Al explorar la interacción de las ondas electromagnéticas con diferentes medios, se descubren múltiples aplicaciones que se basan en el conocimiento y manejo de las propiedades de la luz, como su frecuencia, vector de onda, fase, amplitud, coherencia y polarización. A pesar de que se ha logrado comprender en gran medida la naturaleza de estas propiedades, todavía existen desafíos significativos por superar, y entre ellos, la polarización se destaca como la más compleja en términos conceptuales, teóricos y experimentales.

La polarización es un fenómeno complejo, ya que su control y caracterización requiere del conocimiento simultáneo de la amplitud, la fase y la coherencia de la onda; propiedades que puede alterarse durante la interacción con un medio. Para el caso de una fuente determinista y polarizada, Fresnel estableció que el estado de polarización general es elíptico, considerándose los estados lineal y circular como casos particulares de esta elipse (Brosseau, 1998).

Se han creado varios métodos algebraicos para representar los estados de polarización, tales como los vectores de Jones, los parámetros de Stokes, los cuaterniones de Pellat-Finet y la matriz de Wiener-Wolf (Ossikovski & Pérez, 2016; Wolf, 2007). Estos métodos son equivalentes y están conectados por su relación con las matrices de Pauli. No se abordarán en este documento los dos últimos métodos mencionados.

### 2.1.2 *Elipse de polarización.*

Es importante resaltar que cuando se trata de polarización, trabajar solo con el campo eléctrico es una convención, ya que es el responsable de los cambios de polarización en la interacción de la luz con la materia. En realidad, su interacción con los electrones es mayor que la del campo magnético y dado que el campo eléctrico y magnético son ortogonales, los resultados que se obtengan se aplican de igual forma al campo magnético.

De manera que si consideramos el campo eléctrico de una onda electromagnética Monocromática transversal asumiendo que esta viaja en la dirección positiva del eje  $z$ , dicho campo eléctrico se puede expresar como:

$$E(z, t) = \begin{bmatrix} E_x(z, t) \\ E_y(z, t) \end{bmatrix} \quad (2.30)$$

Al tratarse de una onda monocromática, sus componentes se pueden expresar por dos componentes ortogonales que difieren en magnitud y fase de la siguiente manera:

$$E_x(z, t) = \varepsilon_x \cos(kz - wt + \varphi_x) \quad (2.31)$$

$$E_y(z, t) = \varepsilon_y \cos(kz - wt + \varphi_y)$$

con  $\phi = \varphi_x - \varphi_y$  correspondiente a la diferencia de fase entre las componentes  $x$  y  $y$  del campo eléctrico, tal que las expresiones de estas componentes se pueden relacionar haciendo uso de identidades trigonométricas para obtener la siguiente relación:

$$\frac{E_x^2}{\varepsilon_x^2} + \frac{E_y^2}{\varepsilon_y^2} - 2 \frac{E_x E_y}{\varepsilon_x \varepsilon_y} \cos \phi = \sin^2 \phi \quad (2.32)$$

esta expresión corresponde con la ecuación de una elipse que, en general, es la figura geométrica que describe el vector campo eléctrico. Esta ecuación (2.31) se reduce tanto a una circunferencia como a una línea en sus dos casos particulares extremos, lo cual representa las polarizaciones lineales y circulares respectivamente.

Esta elipse entonces solo es representativa para ondas electromagnéticas que se describen con funciones armónicas, no obstante, para ondas policromáticas o radiación indeterminista se puede seguir usando este concepto.

### ***2.1.3 Grado de polarización.***

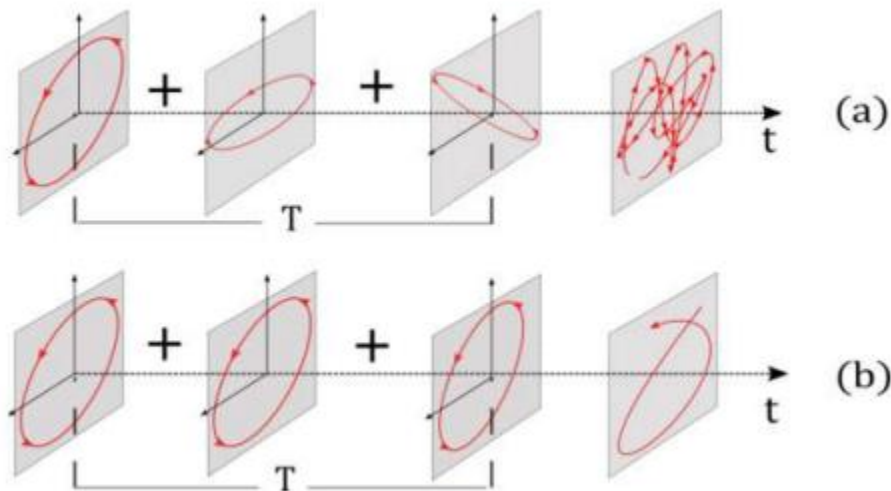
En general, las componentes de la radiación electromagnética emitida por una fuente experimentan variaciones aleatorias en el tiempo, lo que se traduce en cambios en el estado de polarización de dicha radiación. Esta situación se puede visualizar de la siguiente manera: si se mide el estado de polarización en un intervalo de tiempo  $T$  mayor que el periodo del campo eléctrico (es decir, el tiempo que tarda el campo eléctrico en completar un ciclo si fuese armónico), no se obtendrá una elipse, sino que la figura trazada por el vector del campo eléctrico será, en general, arbitraria. La similitud entre esta figura arbitraria y una elipse de polarización es lo que se conoce como grado de polarización. Por consiguiente, mientras mayor sea la similitud o cercanía de esta figura arbitraria a una elipse, más polarizada será la onda electromagnética.

La figura arbitraria mencionada anteriormente puede ser interpretada de otra manera. Si se aplica el principio de superposición, las funciones aleatorias que describen la evolución temporal de las componentes del campo eléctrico de una onda proveniente de una fuente de luz pueden ser representadas como una superposición de funciones armónicas. En consecuencia, la figura arbitraria se puede entender como una superposición de elipses de polarización. Si se midiera el

estado de polarización de una onda luminosa en cada instante de tiempo, se obtendrían múltiples estados o elipses de polarización, como se muestra en la figura (7).

**Figura 7**

(a) *Haz parcialmente polarizado.* (b) *La forma de la elipse de polarización permanece igual en el tiempo de medición, se dice que es un haz totalmente polarizado, Tomado de (Hernández Cely, 2024).*



Esto significa que la forma de la elipse de polarización varía en el tiempo de acuerdo con una distribución de probabilidad. Cuando esto sucede se dice que la onda es parcialmente polarizada. Ahora, si todos los estados de polarización son igualmente probables de medir durante el intervalo de tiempo  $T$  se afirma que el haz es no polarizado, es decir, cuando las componentes de la onda electromagnética están totalmente des correlacionadas entre sí (Wolf, 2007; Ossikovski & Pérez, 2016). Ahora bien, si el haz mantiene su mismo estado de polarización durante el tiempo de medición  $T$  se dice que dicho haz está totalmente polarizado.

Es útil definir una cantidad que cuantifique que tan polarizado está el haz, a esta magnitud se le llama grado de polarización ( $P$ ), y se puede definir como el cociente entre la intensidad de luz que está polarizada y la intensidad total, así:

$$I = \frac{I^{(Pol)}}{I} \quad (2.33)$$

De manera que el grado de polarización (P), varía su valor entre cero y uno,  $0 \leq P \leq 1$ , de forma que cuando  $P = 1$  significa que el haz está totalmente polarizado, y, por consiguiente, cuando  $P = 0$  el haz se dice que está despolarizado y para valores intermedios el haz está parcialmente polarizado.

Entonces, el grado de polarización (P) corresponde a una cantidad que se utiliza para cuantificar el comportamiento de la polarización de una fuente, y está directamente relacionado con las correlaciones temporales de las componentes del campo eléctrico que emite esta.

#### **2.1.4 Parámetros de Stokes.**

Los parámetros de Stokes corresponden con un conjunto de valores utilizados para describir completamente el estado de polarización de una onda electromagnética, estos parámetros son útiles en la medida que presentan una forma más fácil de cuantificar el estado de polarización que otros métodos. Estos parámetros llevan el nombre del físico británico Sir George Gabriel Stokes, quien los introdujo en 1851 (Stokes, 1851).

Los cuatro parámetros de Stokes, corresponden a coeficientes reales  $S_i$  denotados como  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $S_2$  y  $S_3$  que se apoyan en el uso de las matrices de Pauli  $\hat{\sigma}_i$ , de forma que se obtienen mediante mediciones de intensidades, las cuales son proporcionales al campo al cuadrado (Ossikovski & Pérez, 2016). Además, se relacionan con la elipse de polarización (véase ecuación 2.31) de la siguiente manera:

$$\frac{E_x^2}{\varepsilon_x^2} + \frac{E_y^2}{\varepsilon_y^2} - 2 \frac{E_x E_y}{\varepsilon_x \varepsilon_y} \cos \phi = \sin^2 \phi,$$

$$s_0 = \langle E_x^2 + E_y^2 \rangle,$$

$$\begin{aligned}
s_1 &= \langle E_x^2 - E_y^2 \rangle, \\
s_2 &= \langle 2E_x E_y \cos \phi \rangle, \\
s_3 &= \langle 2E_x E_y \sin \phi \rangle.
\end{aligned} \tag{2.34}$$

Así, con estos parámetros evitamos medir directamente la fase del campo eléctrico, la cual es un observable complicado de medir, y en orden de determinar el estado o la elipse de polarización de una onda E.M solo se hace necesario medir ciertos valores de intensidad haciendo uso de un polarímetro.

Con esta formulación de los parámetros de Stokes podemos también expresar el grado de polarización para una onda E.M no determinista, teniendo en cuenta que  $s_0$  corresponde a la intensidad total del haz.

En los casos de que la luz no esté polarizada se cumple que:

$$s_0^2 \geq s_1^2 + s_2^2 + s_3^2. \tag{2.35}$$

Lo que permite definir el grado de polarización en la forma:

$$P = \frac{\sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}}{s_0}. \tag{2.36}$$

de manera que como se mencionó anteriormente

$$0 \leq P \leq 1 \tag{2.37}$$

donde  $P = 1$  corresponde a luz totalmente polarizada, y  $P = 0$  hace referencia a un haz de luz no polarizada, y para casos intermedios es luz parcialmente polarizada.

Estas ecuaciones son de gran ayuda ya que con ellas es posible cuantificar el grado de polarización en términos de los parámetros de Stokes, que son el formalismo más utilizado para realizar mediciones de polarización en el laboratorio.

### 2.1.5 Esfera de Poincaré.

Una forma útil de representar los estados de polarización es a través de puntos en la superficie de una esfera de radio unitario llamada esfera de Poincaré. Cada punto en la esfera corresponde a un posible estado de polarización, lo que convierte a la esfera de Poincaré en un espacio de estados de polarización (Azzam, 2000). Esta técnica de representación de los estados de polarización ofrece varias ventajas, incluida la capacidad de asociar propiedades geométricas a los procesos y estados, describiendo de manera global la dinámica de una onda electromagnética de fuentes no deterministas (Gil Pérez & Arnal Gil, 1991) lo que la convierte en una herramienta valiosa.

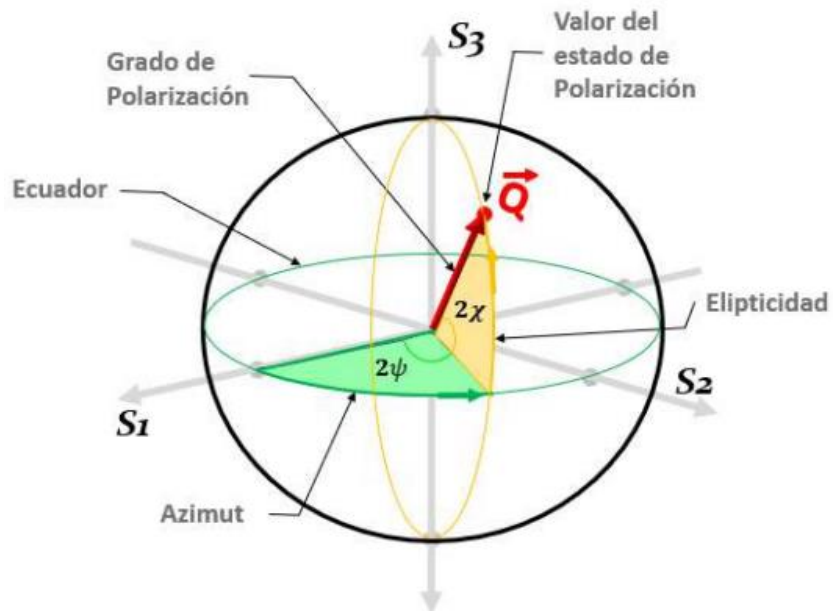
Nótese que, en los parámetros de Stokes previamente definidos, el valor de  $S_0$  siempre será la intensidad total del haz, de manera que para el caso de un haz totalmente polarizado podemos normalizar los otros tres parámetros de Stokes de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
 S_1 &= \frac{s_1}{s_0} = \frac{E_x^2 - E_y^2}{E_x^2 + E_y^2} = \cos 2\chi \cos 2\psi, \\
 S_2 &= \frac{s_2}{s_0} = \frac{2E_x E_y \cos \phi}{E_x^2 + E_y^2} = \cos 2\chi \sin 2\psi, \\
 S_3 &= \frac{s_3}{s_0} = \frac{2E_x E_y \sin \phi}{E_x^2 + E_y^2} = \sin 2\chi.
 \end{aligned} \tag{2.38}$$

en este caso  $S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = 1$ , por lo que se puede asociar cada uno de estos parámetros de Stokes normalizados a un vector llamado “vector de Stokes”  $Q = (S_1, S_2, S_3)$ , el cual siempre define un punto sobre una esfera de radio unitario, de manera que cualquier estado puro de polarización está asociado con un punto sobre la superficie de esta esfera, llamada esfera de Poincaré.

**Figura 8**

Representación del vector de Stokes  $\vec{Q}$  sobre la esfera de Poincaré, Adaptado de (Azzam, 2000).



Si se generaliza esta formulación para un haz parcialmente polarizado, es decir:  $S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = P^2$  entonces el vector de Stokes definirá un punto sobre una esfera de radio igual al grado de polarización P del haz, siendo así que para un haz despolarizado el vector de Stokes será igual a cero y estará ubicado en origen de coordenadas (Ossikovski & Pérez, 2016).

La esfera de Poincaré posee propiedades geométricas bien definidas (Gil Pérez & Arnal Gil, 1991; Chipman et al., 2018; Collett, 2005).

**Tabla 1**

Características de la Esfera de Poincaré.

Característica	Descripción
<b>Ecuador</b>	Contiene todos los estados de <b>polarización lineal</b> ( $\chi = 0^\circ$ ). No hay componente circular.
<b>Polos</b>	- <b>Norte</b> : Polarización circular derecha ( $\chi = +45^\circ$ ), Stokes $(0, 0, +1)$ - <b>Sur</b> : Polarización circular izquierda ( $\chi = -45^\circ$ ), Stokes $(0, 0, -1)$
<b>Hemisferios</b>	- <b>Norte</b> : Polarización dextrógira ( $0^\circ < 2\chi < +45^\circ$ ) - <b>Sur</b> : Polarización levógira ( $-45^\circ < 2\chi < 0^\circ$ )
<b>Paralelos</b>	Estados con la misma elipticidad ( $2\chi$ ), pero diferente orientación ( $2\psi$ ).
<b>Meridianos</b>	Estados con la misma orientación ( $2\psi$ ), pero diferente elipticidad ( $2\chi$ ).
<b>Estados Opuestos</b>	Diametralmente opuestos: ejes mayores ortogonales y orientaciones opuestas.
<b>Interior de la Esfera</b>	Representa luz parcialmente polarizada. La distancia al centro es igual al grado de polarización.
<b>Estados Lineales</b>	- <b>Lineal Horizontal</b> : $\psi = 0^\circ$ , Stokes $(+1, 0, 0)$ - <b>Lineal Vertical</b> : $\psi = 90^\circ$ , Stokes $(-1, 0, 0)$ - <b>Lineal +45°</b> : $\psi = 45^\circ$ , Stokes $(0, +1, 0)$ - <b>Lineal -45°</b> : $\psi = -45^\circ$ , Stokes $(0, -1, 0)$

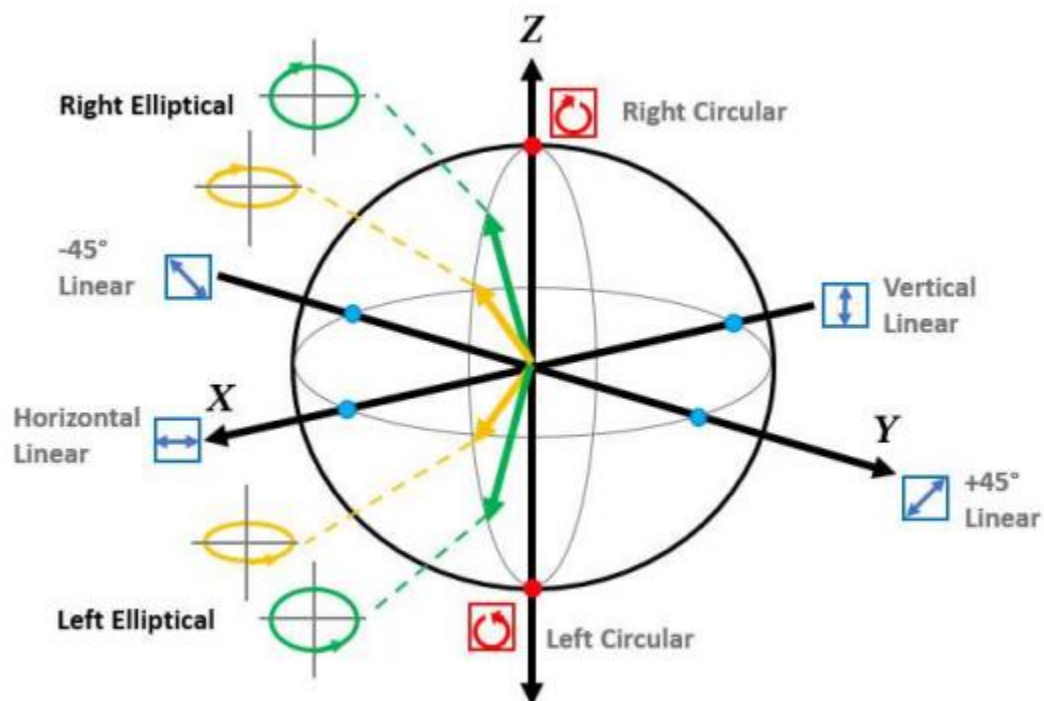
Los estados de polarización se asocian a la esfera de Poincaré mediante un método análogo al sistema de latitud y longitud usado para ubicar lugares en el globo terrestre. Las posiciones de los puntos en la esfera de Poincaré y su interior se definen utilizando dos valores angulares, azimut ( $-180^\circ < 2\psi < +180^\circ$ ) y elipticidad ( $-45^\circ < 2\chi < +45^\circ$ ) y un radio. Los parámetros de azimut y elipticidad derivan de la representación del estado de polarización en la elipse de polarización. El

radio se determina por el grado de polarización de la luz y alcanza un valor máximo de uno, que representa luz totalmente polarizada.

La esfera de Poincaré y la elipse de polarización son herramientas útiles para representar un estado de polarización y seguir su evolución. No obstante, una ventaja fundamental de la representación esférica es que facilita los cálculos matemáticos requeridos para determinar los cambios incrementales en el estado de polarización.

### Figura 9

*Representación del estado de polarización, para distintas direcciones de observación. En los polos de la esfera se observa una polarización circular a derecha e izquierda respectivamente, en el sector del ecuador de la esfera se tiene polarización lineal y en los demás sectores intermedios se observa polarización elíptica con su respectivo sentido de rotación y elipticidad. El hemisferio superior con rotación dextrógira y el hemisferio inferior levógira, Adaptado de Poincaré, H. (1889).*



Cualquier par de valores de estado de polarización, representados en la superficie de la esfera de Poincaré, pueden unirse a través de un único arco, y la diferencia entre el azimut y la

elipticidad de esos estados puede determinarse utilizando trigonometría esférica. Esto ofrece un método práctico para describir el estado de polarización de la luz después de interactuar con un polarizador, así como para establecer el azimut y la elipticidad del polarizador requeridos para lograr el estado de polarización deseado.

## **2.2 Elementos que intervienen en la polarización**

El objetivo de estudio de estos elementos radica en la capacidad de relacionar propiedades de la polarización con las mediciones reales que se realizan en un haz de luz o una fuente de radiación en el laboratorio.

### ***2.2.1 Polarizador lineal.***

Un polarizador lineal ideal transmite solo las componentes de la luz alineadas con una dirección de polarización específica y bloquea las componentes perpendiculares a esa dirección. Es decir, el haz incidente se divide en dos componentes polarizados ortogonalmente que se propagan a lo largo de diferentes direcciones del cristal birrefringente, uno de los componentes se elimina por absorción o desviación lateral, de modo que el único componente polarizado linealmente se trasmite a través de todo el sistema. Su utilidad principal radica en analizar la dirección de la polarización de una fuente de radiación electromagnética y verificar su alineación con respecto a una dirección de referencia determinada.

Este dispositivo puede estar elaborado de materiales como cristales birrefringentes (un ejemplo la calcita) o a través de dispositivos como rejillas polarizadoras. Al ser un polarizador ideal, transmite el 100 % de la luz en su dirección de polarización y bloquea completamente la luz en la dirección perpendicular.

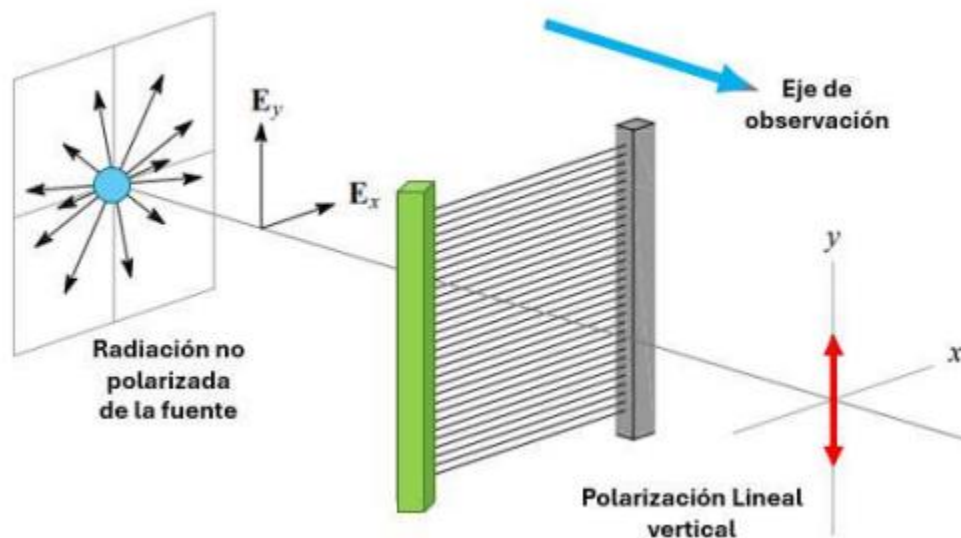
Las componentes de la radiación se modifican dentro del polarizador según la ecuación:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon'_a \\ \varepsilon'_b \end{pmatrix} = e^{i\psi} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_a \\ \varepsilon_b \end{pmatrix} = e^{i\psi} \begin{pmatrix} \varepsilon_a \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.39)$$

las componentes  $\varepsilon'_a$  y  $\varepsilon'_b$  corresponden con las componentes de la radiación al salir del polarizador. La matriz  $2 \times 2$  corresponde con el polarizador, el cual bloquea la vibración eléctrica a excepción del eje de transmisión, las componentes  $\varepsilon_a$  y  $\varepsilon_b$  corresponden con las componentes de entrada de la radiación al polarizador.  $\varepsilon_a$  hace referencia a la componente a lo largo del eje de transmisión y el correspondiente a  $\varepsilon_b$  a lo largo del eje ortogonal. Finalmente, el término  $e^{i\psi}$  corresponde a una diferencia de fase presente entre las componentes.

### Figura 10

*Polarizador lineal hecho con una rejilla de alambres conductores.*



Los polarizadores basados en una malla de alambres conductores para el espectro visible se fabrican por métodos litográficos, logrando arreglos con una separación de  $100 [nm]$  entre alambres. Las láminas polarizadoras dicróicas, comúnmente llamadas Polaroids, son análogos moleculares de la rejilla de alambre. Sus aplicaciones en óptica han establecido su estatus como los polarizadores lineales más utilizados. Estos eficientes materiales polarizadores están hechos de

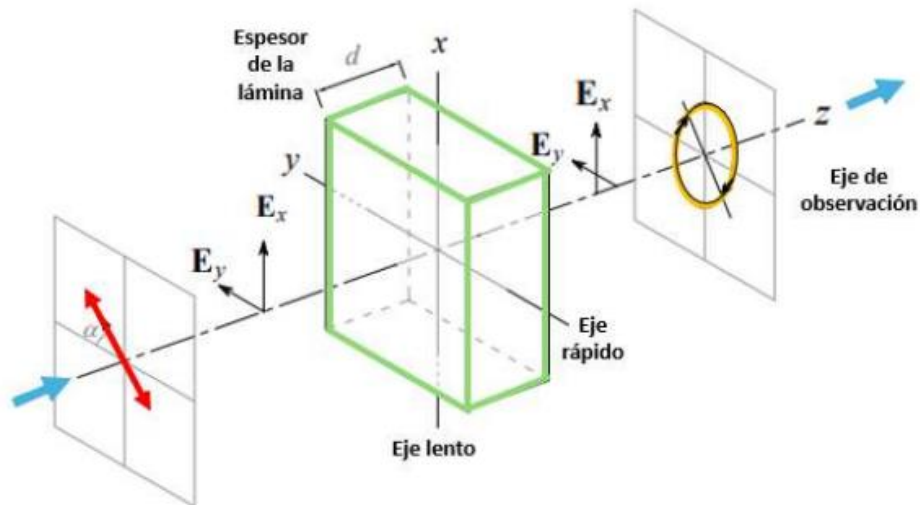
una película de polímero delgada y flexible, alcohol polivinílico, que se ha estirado en una dirección dada para alinear sus moléculas de hidrocarburo de cadena larga y luego se ha impregnado con una solución que contiene especies dicroicas como el yodo. El yodo se adhiere a las cadenas de polímero, formando una cadena propia, de forma que el componente del campo eléctrico de una luz incidente que es paralela a las moléculas impulsa los electrones y, de manera similar a la rejilla de alambre, es absorbido fuertemente. Por lo tanto, el eje de transmisión del polaroid es perpendicular a la dirección en la que se estiró la película.

### ***2.2.2 Láminas retardadoras***

Un retardador lineal es un dispositivo que introduce una diferencia de fase entre las componentes de la luz polarizada ortogonalmente en dos direcciones perpendiculares sin afectar sus amplitudes. Los retardadores lineales se clasifican principalmente en lámina de onda completa, lámina de media onda ( $\lambda/2$ ) y lámina cuarto de onda ( $\lambda/4$ ), según el cambio de fase que introducen.

Su funcionamiento se basa en la birrefringencia del material, donde las dos direcciones perpendiculares tienen diferentes índices de refracción (eje rápido  $n_f$  y eje lento  $n_s$ ) de forma que un haz de luz al pasar por el dispositivo, experimenta que una de sus componentes presenta un desplazamiento de fase respecto a la otra, cambiando el estado de polarización del haz, pero de una manera controlada para configuraciones lineales. Por ejemplo, la lámina media onda rota la dirección de la polarización, y la lámina cuarto de onda transforma luz linealmente polarizada en luz circular o elípticamente polarizada.

En la actualidad se fabrican láminas birrefringentes para generar retrasos de fase entre las componentes controlando el espesor de la lámina. Supongamos que tenemos una lámina birrefringente de espesor " $d$ ", como se muestra en la figura 11:

**Figura 11***Lámina retardadora de fase.*

Es así que se introduce un desfase entre componentes de la onda que incide en la lámina, la componente  $E_x$  adelanta la componente  $E_y$  como se observa en la imagen. Dependiendo del desfase que se necesite generar entre las componentes de la onda, se fabrican diferentes láminas con un determinado espesor (Landi Degl'Innocenti & Landolfi, 2004; Gómez, 2022).

La polarización cambia según los casos:

- Si la radiación que incide en el dispositivo ( $\lambda/4$ ) posee polarización lineal y con una orientación de  $\pi/4$  ( $45^\circ$ ) respecto de los ejes de la lámina, el retraso de un cuarto de onda convierte la polarización lineal en polarización circular. Esto se logra porque ambas componentes perpendiculares saldrán desfasadas por  $\lambda/4$  pero con la misma amplitud, resultando en un movimiento helicoidal de la onda.
- Si la luz o radiación incidente se encuentra polarizada circularmente, la lámina transformará dicho haz en uno con polarización lineal cuya dirección de polarización

dependerá del sentido de rotación original del haz incidente (Polarización circular derecha o izquierda).

El espesor de la lámina debe ser preciso para asegurar que la diferencia de fase que se introduce entre componentes es de  $\lambda/4$  para la longitud de onda que interesa (en nuestro caso  $643,8[nm]$ ) debido a que, para otras longitudes de onda, la lámina no producirá exactamente un desfase o retraso deseado, lo cual deja en claro su dependencia de la longitud de onda ya que, si se utiliza radiación con otra longitud de onda, la diferencia de fase cambiará y no será exactamente  $\lambda/4$  lo que naturalmente afecta el resultado que se dese analizar.

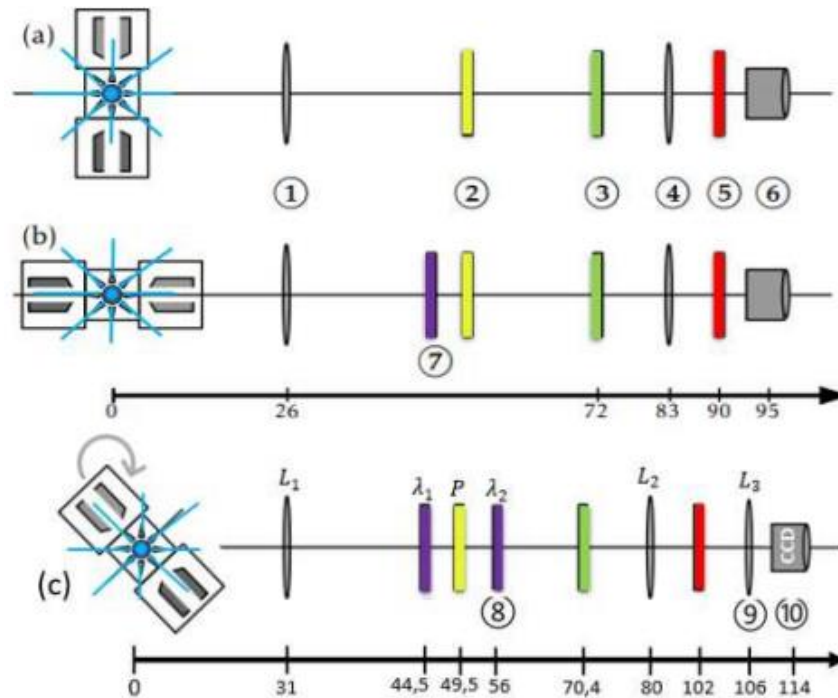
Este dispositivo tiene otras aplicaciones que vale la pena mencionar, ya que es fundamental para casos en donde se requiere la conversión precisa de estados de polarización. Por ejemplo, en experimentos de interferometría y en sistemas de comunicaciones ópticas para transformar la polarización según sea necesario. En el caso de la microscopía de polarización se emplea para observar y analizar muestras que cambian el estado de polarización de la luz, como cristales líquidos o minerales, permitiendo revelar estructuras que no son visibles bajo luz no polarizada, o en el caso de experimentos que involucran sistemas láser para cambiar la polarización de la luz antes de que pase por otros componentes ópticos, como espejos o polarizadores, maximizando la eficiencia del sistema.

### **2.3 Montaje experimental en el efecto Zeeman Normal.**

Se tiene que en la experimentación Zeeman, se manejan dos configuraciones principalmente estudiadas, la configuración longitudinal y transversal respecto del campo magnético como ya se explicó en secciones anteriores. Se hace uso de diferentes elementos ópticos en la configuración Zeeman como se indica en la figura 12:

**Figura 12**

Disposición de los elementos ópticos involucrados en las configuraciones Zeeman: (a) Transversal con campo magnético perpendicular a la luz emitida; (b) Longitudinal con campo magnético paralelo a la luz emitida; (c) Posiciones Intermedias variando ángulo de rotación. 1: Lente 150[mm]; 2: Filtro polarizador P; 3: Fabry-Perot; 4: Lente de 150[mm]; 5: Filtro espectral para la longitud de onda 643, 8[nm]; 6: Ocular graduado; 7 y 8: Lámina de cuarto de onda; 9: Lente 25,4[mm]; 10: Cámara CCD; La escala (en cm) indicada debajo es solo indicativa de las posiciones de los elementos.



Al involucrar cambios en el montaje usual para la configuración Zeeman es necesario ajustar las distancias de cada elemento óptico para lograr observar el patrón de anillos concéntricos. En el estudio de las posiciones intermedias se implementa un ensamble de elementos ópticos compuesto por (7,2,8) que permite filtrar las componentes espectrales y una lente adicional L<sub>3</sub> (9) que junto con la cámara CCD (10) crea el sistema de imagen necesario para la observación y toma de datos correspondiente.

### 3. Resultados

#### 3.1 Análisis y discusión de resultados

##### *3.1.1 Separación de líneas espectrales a medida que aumenta el campo magnético.*

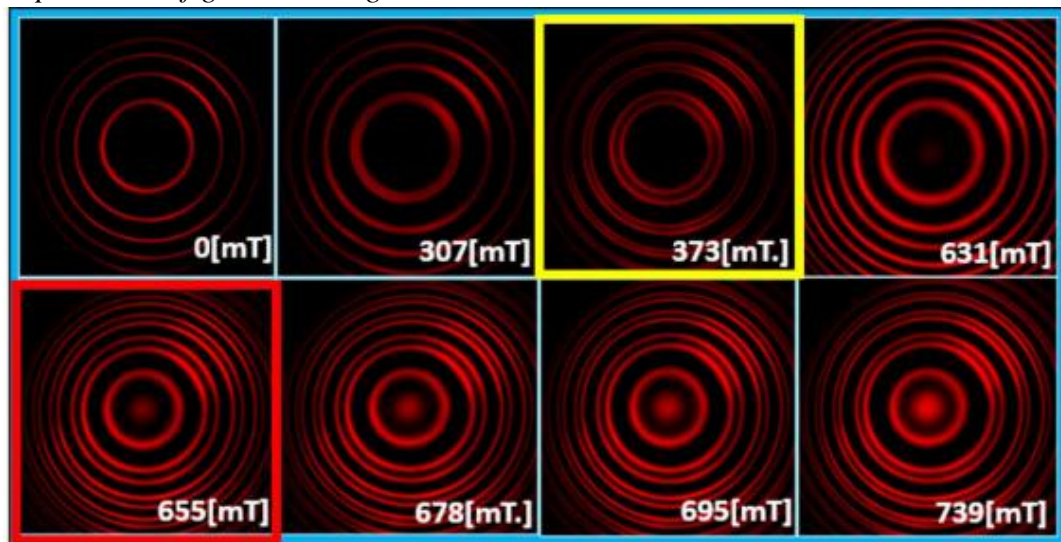
###### *3.1.1.1 Configuración longitudinal*

En la configuración longitudinal, el campo magnético aplicado varía desde 0 a  $739[mT]$  (cuadro 3.1). Como se muestra en la figura 3.1 se requiere una magnitud de campo magnético  $B = 373[mT]$  para observar una división clara de líneas espectrales de cada uno de los anillos concéntricos en sus dos componentes sigmas correspondientes.

Para valores superiores de campo magnético, en un rango de  $373[mT]$  a  $655[mT]$  la separación entre estos componentes aumenta de forma continua con el incremento de  $B$ . Sin embargo, para valores de campo magnético superiores a  $655[mT]$  no se observa una mayor separación, lo que indica un límite en la división del doblete. Este comportamiento sugiere que la falta de separación adicional podría atribuirse a limitaciones en la resolución instrumental, es decir, a factores experimentales.

**Figura 13**

*Separación del doblete de líneas espectrales sigma en relación al aumento progresivo del campo magnético  $B$  para la configuración longitudinal.*

**Tabla 2**

Comportamiento del doblete con campo aplicado en configuración longitudinal.

B [mT]	I [A]	V [V]	Descripción
0	0	0	Sin campo. Anillos concéntricos.
127	1.0	2.4	Sin alteración visible de los anillos.
194–307	1.5–2.5	3.7–6.1	Ensanchamiento de anillos sin división.
373–601	3.0–5.5	7.2–13.6	Doblete aparece y la separación aumenta con campo.
655	6.5	16.5	Separación máxima en la división del doblete.
678–713	7.0–8.0	18.4–21.2	No se observa aumento en la separación espectral.

### 3.1.1.2 Configuración transversal

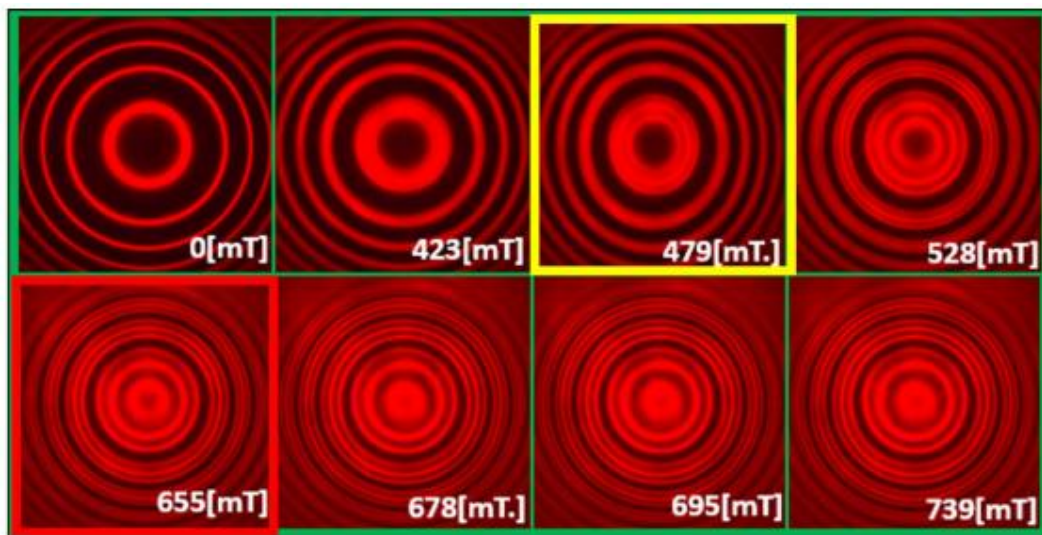
Se requiere una magnitud de campo magnético  $B = 479[mT]$  para observar una división de cada uno de los anillos concéntricos en tres componentes. Para valores inferiores de campo magnético, no es clara la separación de líneas espectrales ya que se observa un aumento en el grosor de los anillos, pero no una clara división de líneas espectrales. Para valores superiores de

campo magnético, en un rango de  $479[mT]$  a  $655[mT]$  se observa una separación entre las componentes sigmas y pi producida por la presencia de campo magnético aplicado en dicho rango.

Para valores de campo magnético iguales o superiores a  $655[mT]$  no se observa una separación entre componentes de las líneas espectrales, es decir, se presenta un límite de separación de las componentes (véase tabla 3).

#### Figura 14

*Separación del triplete de líneas espectrales sigma y pi en relación al aumento progresivo del campo magnético  $B$  para la configuración transversal.*



**Tabla 3**

Comportamiento del doblete con campo aplicado en configuración transversal.

B [mT]	I [A]	V [V]	Descripción
0	0	0	Sin campo. Anillos concéntricos.
127	1.0	2.4	Sin alteración visible de los anillos.
194–307	1.5–2.5	3.7–6.1	Ensanchamiento de anillos sin división.
373–601	3.0–5.5	7.2–13.6	Triplete aparece y la separación aumenta con campo.
655	6.5	16.5	Separación máxima en la división del triplete.
678–739	7.0–9.0	18.4–24.4	No se observa aumento en la separación espectral.

### 3.1.1.3 Configuraciones intermedias ( $\theta = \pm 30^\circ, \pm 45^\circ, \pm 60^\circ$ )

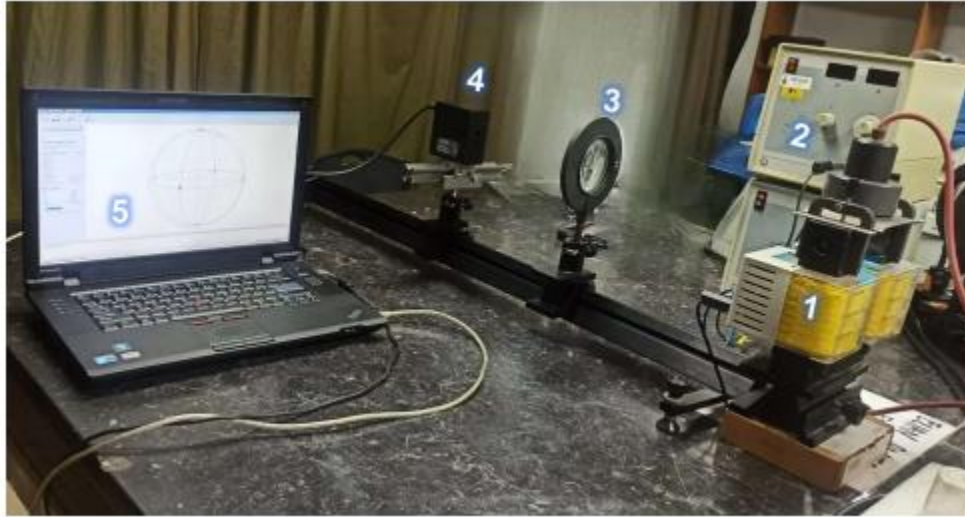
La separación espectral de las componentes en las configuraciones Zeeman intermedias presenta un comportamiento análogo al triplete observado en la configuración transversal. Esto se evidencia en la división de cada anillo concéntrico en tres líneas espectrales conforme aumenta la intensidad del campo magnético  $B$  y que también presenta los mismos límites en la separación espectral. Ahora bien, el principal desafío experimental en el estudio de las configuraciones intermedias reside en el filtrado de las componentes espectrales. La caracterización de los estados de polarización, objetivo central de investigación, requiere poder filtrar cada una de las líneas del triplete de Zeeman. Sin una técnica de filtrado efectiva que permita estudiar las componentes  $\pi$  y  $\sigma$  de forma individual, resulta imposible determinar su verdadero comportamiento de polarización en posiciones angulares entre los casos longitudinal y transversal.

### 3.1.2 Polarización de la fuente de Cadmio

Para determinar y representar el estado de polarización de la fuente de cadmio (sin campo magnético aplicado,  $B = 0$ ) en la esfera de Poincaré, se implementa el montaje de la figura 15. El sistema consta de cuatro elementos principales: La lámpara de  $Cd$  en su soporte, una lente  $L_1$  ( $f = 150 \text{ mm}$ ) que focaliza la luz emitida, el polarímetro Thorlabs PAX5710/5720, que recibe la luz colimada y mide el estado de polarización de la fuente.

**Figura 15**

*Montaje experimental empleado para medir el estado de polarización de la fuente de Cadmio. El elemento (1) la lámpara de Cadmio con las bobinas, (2) fuente de campo magnético apagada, (3) lente  $L_1$ , (4) polarímetro y (5) interfaz gráfica de la esfera de Poincaré.*

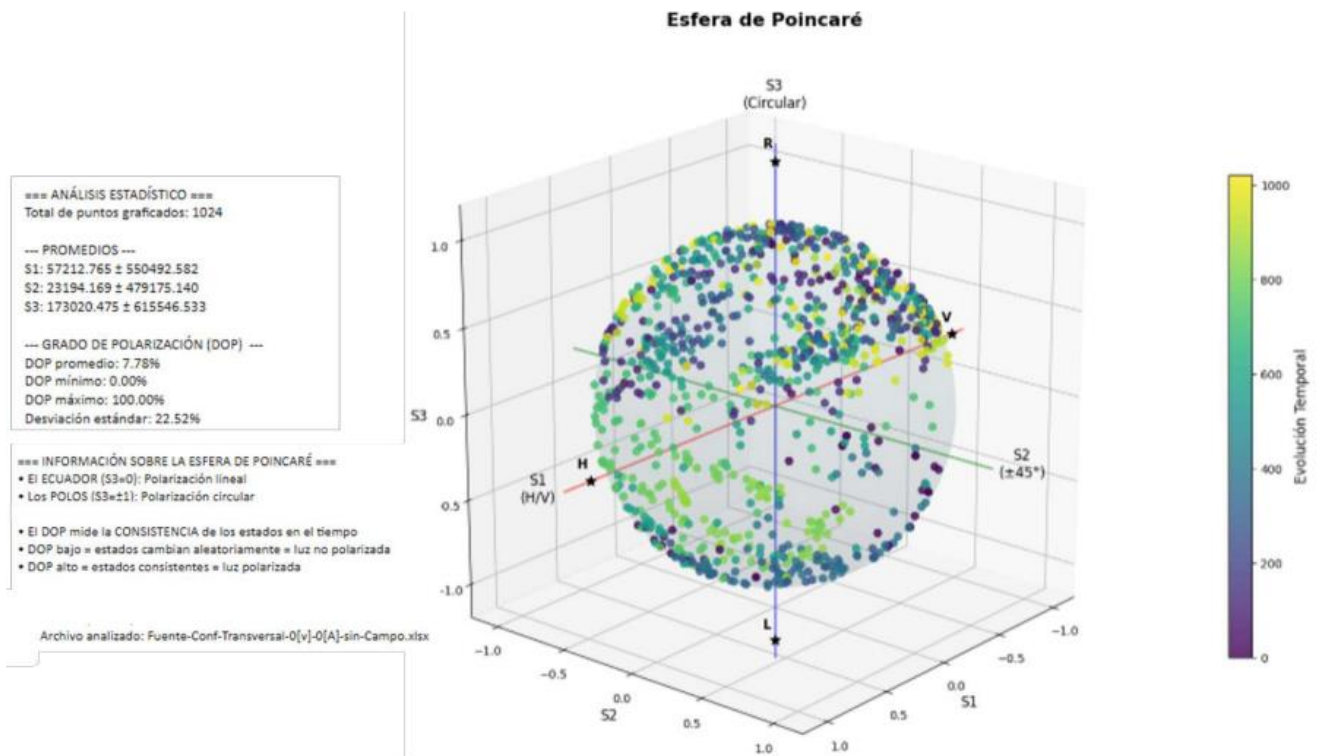


Luego de elaborado el montaje experimental se toman los datos obtenidos del polarímetro Thorlabs PAX5710/5720

Los datos numéricos que se obtienen del Polarímetro se usan en un algoritmo Python que permite crear una interfaz gráfica de la esfera de Poincaré donde representa cada uno de los 1024 datos como un punto sobre la esfera para así determinar que la fuente de Cadmio corresponde a una fuente de emisión no polarizada como se muestra en la figura 16.

**Figura 16**

*Estado de polarización de la fuente de Cadmio sin campo magnético aplicado sobre la esfera de Poincaré.*



La fuente de Cadmio empleada en el experimento Zeeman puede considerarse no polarizada, esto se sustenta en tres evidencias experimentales: 1) la distribución aleatoria de los 1024 puntos medidos sobre la superficie de la esfera de Poincaré, que indica la ausencia de una dirección de polarización preferente; 2) un grado de polarización promedio de 7,78 %, calculado a partir de los parámetros de Stokes, valor bajo característico de una fuente no polarizada; y 3) la alta dispersión estadística en dichos parámetros, que revela una variabilidad temporal de naturaleza caótica.

Cabe señalar que, si bien una caracterización espectral mediante filtros específicos para las líneas principales del Cadmio hubiera permitido un análisis más exhaustivo descartando cualquier polarización residual dependiente de la longitud de onda, la robustez del muestreo estadístico y la

consistencia interna de la aleatoriedad espacial, bajo grado de polarización promedio y alta dispersión temporal proporcionan evidencia concluyente de que la fuente carece de una polarización intrínseca significativa.

Esta característica es fundamental para el experimento Zeeman, ya que garantiza que las mediciones del desdoblamiento espectral inducido por el campo magnético no se ven afectadas por contribuciones de polarización propias de la fuente.

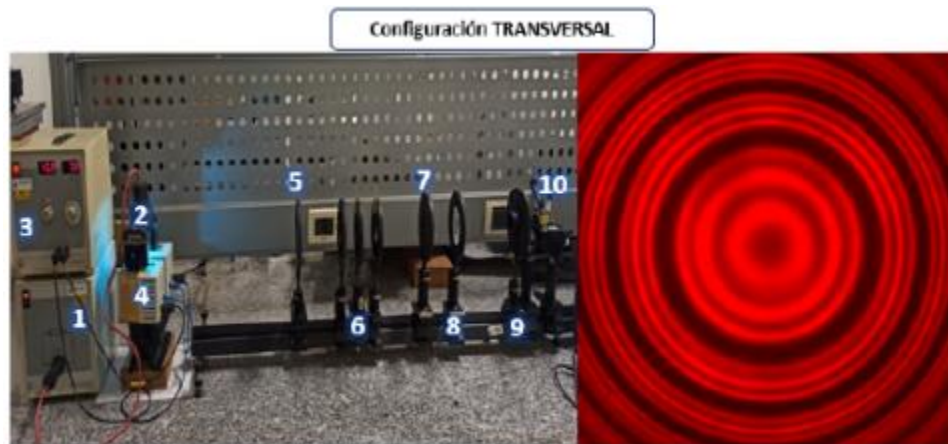
### 3.1.3 Intensidad y polarización de líneas espectrales en el Efecto Zeeman.

El efecto Zeeman se estudia bajo dos configuraciones respecto del campo magnético aplicado: Configuración Transversal es decir en dirección ortogonal al campo aplicado y configuración longitudinal esto es en la misma dirección de aplicación del campo.

#### 3.1.3.1 Configuración transversal.

#### Figura 17

*Triplete Zeeman en configuración Transversal con polarización lineal. Elementos 1 y 2 corresponden con la fuente de energía y la lámpara de Cadmio, 3 y 4 fuente de corriente y bobinas para el campo magnético, 5 y 8 lentes convergentes, 6 Ensamble de elementos ópticos que permite filtrar: ( $\lambda/4$ , Polarizador lineal,  $\lambda/4$ ), 7 Etalón de Fabry-Perot, 9 Filtro rojo 643.8[nm] y 10 Lente convergente con cámara CCD.*



**Triplete de franjas con Polarización lineal**

En la configuración transversal, la observación del espectro se realiza a lo largo de una dirección ortogonal al campo magnético aplicado. El desdoblamiento Zeeman de los niveles de energía, da lugar a múltiples transiciones cuyas propiedades de polarización están determinadas por las reglas de selección. La clave para entender la polarización reside en la naturaleza del dipolo oscilante equivalente asociado a la transición, la cual se deduce de las componentes no nulas del elemento de matriz de dipolo eléctrico.

La línea central  $\pi$  exhibe polarización lineal horizontal, mientras que las dos líneas laterales  $\sigma$  polarización lineal vertical, es decir sus polarizaciones son ortogonales. Con el uso de un polarizador lineal dicroico es posible estudiar la componente central  $\pi$  o ambas componentes sigmas en simultáneo, dependiendo de la posición del eje de trasmisión del polarizador, de ahí su uso en esta configuración transversal como se muestra en la figura 17.

### 3.1.3.2 Configuración longitudinal.

#### Figura 18

*Triplete Zeeman en configuración Longitudinal con polarización circular. Elementos 1 y 2 corresponden con la fuente de energía y la lámpara de Cadmio, 3 y 4 fuente de corriente y bobinas para el campo magnético, 5 y 8 lentes convergentes, 6 Ensamble de elementos ópticos que permite filtrar: ( $\lambda/4$ , Polarizador lineal,  $\lambda/4$ ), 7 Etalón de Fabry-Perot, 9 Filtro rojo 643.8[nm] y 10 Lente convergente con cámara CCD.*



La ausencia de la componente  $\pi$  en la configuración longitudinal se explica por el principio de radiación de un dipolo lineal oscilante debido a que este no radia en dirección paralela a su eje de oscilación. Por su parte, las componentes  $\sigma$  se originan a partir de dipolos oscilantes en el plano perpendicular al campo magnético, este comportamiento corresponde a un movimiento de rotación del electrón alrededor de las líneas del campo, cuya proyección en la dirección de observación genera radiación con polarización circular. El sentido de rotación del dipolo, así como el sentido de la polarización circular, está determinado por su signo: las transiciones con  $\Delta m_l = +1$  producen polarización circular derecha ( $\sigma^+$ ), mientras que aquellas con  $\Delta m_l = -1$  producen polarización circular izquierda ( $\sigma^-$ ).

### ***3.1.3.3 Configuraciones intermedias***

El aporte central de esta investigación consiste en estudiar las configuraciones angulares intermedias ( $0^\circ < \theta < 90^\circ$ ) en el efecto Zeeman.

- En el experimento se observa que la intensidad de la componente  $\pi$  para ángulos intermedios  $\beta$  disminuye progresivamente a medida que el ángulo decrece. Presenta intensidad máxima en configuración transversal cuando el ángulo es ( $\beta = 90^\circ$ ) y no es visible en la configuración longitudinal, ya que su intensidad se anula cuando el ángulo  $\beta$  es cero, lo cual es consistente con el comportamiento de un dipolo oscilante lineal alineado con el campo magnético.
- Respecto a las componentes  $\sigma$ , los resultados experimentales muestran que presentan intensidad máxima en la configuración longitudinal e intensidad media en la configuración transversal, y para cualquier ángulo intermedio, estas componentes siempre son detectables.

- La componente  $\pi$  mantiene una polarización lineal a lo largo de la dirección paralela al campo magnético aplicado para cualquier ángulo  $\theta$  mientras sea visible ( $\theta > 0$ ) ya que corresponde a un dipolo lineal a lo largo de este eje.
- Las componentes  $\sigma$ , por su parte, exhibe una evolución continua de su estado de polarización. A  $\theta = 90^\circ$  (configuración transversal) se observan como polarizaciones lineales en la dirección transversal al campo magnético. Mientras que en  $\theta = 0^\circ$  (configuración longitudinal) aparecen como polarizaciones circulares y para los ángulos intermedios ( $0^\circ < \theta < 90^\circ$ ), las componentes  $\sigma$  presentan una polarización elíptica. La elipticidad del estado de polarización de los casos intermedios de la configuración Zeeman varía continuamente con el ángulo de observación  $\theta$ . Esta variación puede entenderse geoméricamente: la orientación del eje mayor de la elipse de polarización está determinada por la dirección perpendicular a la proyección del campo magnético en el plano de observación. A medida que  $\theta$  cambia, la proyección de  $B$  gira en su plano de observación, haciendo que el eje mayor de la elipse también gire (ver figura .5).

Una vez caracterizada la dependencia angular de los patrones de polarización en las distintas configuraciones geométricas, el siguiente paso consiste en estudiar cómo la intensidad del campo magnético afecta la separación espectral. Este análisis permite establecer cuantitativamente la relación entre el campo aplicado y el desdoblamiento observado en las componentes del efecto Zeeman.

### ***3.1.4 Filtrado de las componentes espectrales en las configuraciones del efecto Zeeman normal.***

Mientras que en las configuraciones transversal y longitudinal el estado de polarización es lineal y circular respectivamente, en las posiciones intermedias el comportamiento es más complejo. Esta sección caracteriza la evolución del filtrado polarimétrico para ángulos  $\theta$  desde  $0^\circ$  hasta  $90^\circ$ , donde se observa una transición continua entre los estados de polarización. Como se ilustra en la configuración transversal, el uso de un polarizador lineal permite discriminar entre las componentes mediante rotaciones específicas del eje de transmisión. Este principio de filtrado orientado angularmente se extiende a las configuraciones intermedias, donde la polarización elíptica resultante puede analizarse mediante combinaciones adecuadas de elementos polarizantes.

### Figura 19

*Montaje y elementos usados para filtrar componentes en las configuraciones Transversal y Longitudinal del efecto Zeeman normal. P corresponde al polarizador lineal y  $\lambda_4$  representa la lámina retardadora lambda cuartos. Se tiene como referencia de mano derecha la rotación de los ángulos.*



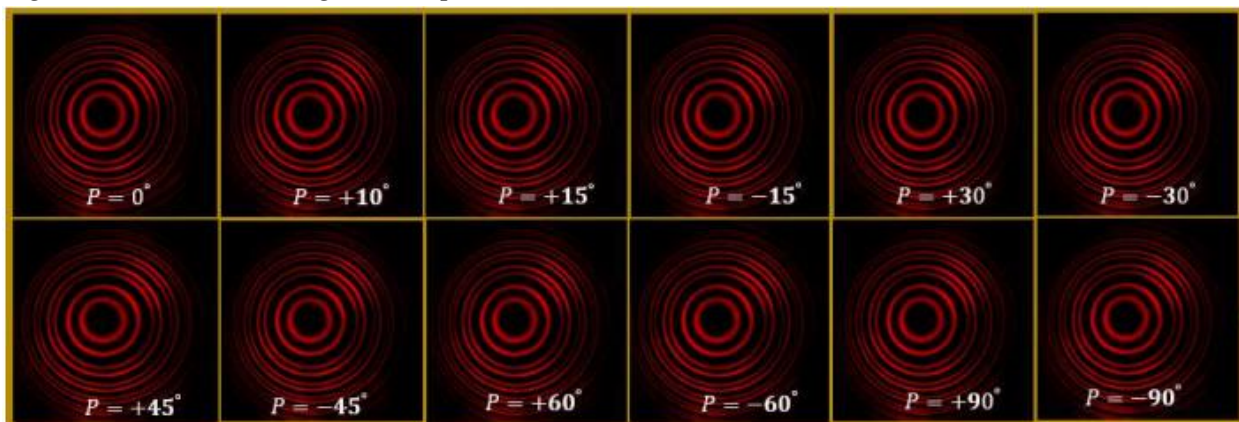
En la configuración transversal como ya fue mencionado se observa un triplete de línea con las componentes ( $\sigma_+$ ,  $\sigma_-$ ) y ( $\pi$ ) con polarización lineal vertical para las sigmas y con polarización lineal horizontal para pi. Estas se pueden observar de manera discriminada haciendo uso de un polarizador ajustando el ángulo ( $\alpha$ ) de rotación de P respecto del eje de transmisión.

- Cuando P se encuentra en ( $\alpha = 0^\circ$ ) la componente  $\pi$  se filtra completamente porque su dirección de polarización coincide con el eje de transmisión del polarizador. Solo se observan las componentes  $\sigma$ , cuyas polarizaciones son ortogonales al eje del polarizador.
- Al rotar el polarizador a ( $\alpha = 90^\circ$ ), ocurre el efecto contrario: las componentes  $\sigma$  se atenúan por estar alineadas con el eje de transmisión, mientras que la componente  $\pi$  se transmite completamente al presentar polarización ortogonal.

El uso de un polarizador lineal como elemento discriminante permite verificar experimentalmente la naturaleza ortogonal de las polarizaciones asociadas a las componentes  $\sigma$  y  $\pi$  en la configuración transversal, en concordancia con las predicciones teóricas del efecto Zeeman. En la configuración longitudinal, el uso de un polarizador lineal por sí solo resulta insuficiente. Al rotar el polarizador, se observa que el doblete permanece sin atenuación en sus componentes sigmas, como se evidencia en la figura 20. Por ello, es necesario incorporar un retardador de fase (lámina  $\lambda/4$ ) para poder filtrar las componentes del doblete.

### Figura 20

*Comportamiento del doblete en configuración longitudinal con el uso del polarizador lineal dicroico, sin la lámina retardadora  $\lambda/4$ . Se aplica un campo magnético de  $B = 479[mT]$ . Se registra el barrido de ángulos del polarizador P.*



En la configuración longitudinal, la lámina  $\lambda/4$  transforma la polarización circular de las componentes  $\sigma$  en polarización lineal. Específicamente la polarización circular derecha se modifica a polarización lineal con inclinación entre  $25^\circ$  y  $65^\circ$  hacia la izquierda, y la polarización circular izquierda se transforma en polarización lineal con inclinación entre  $25^\circ$  y  $65^\circ$  hacia la derecha cuando la lámina se orienta con su eje rápido a  $0^\circ$ .

Esta transformación permite utilizar el polarizador lineal P como elemento de filtrado de las componentes. Al rotar P se obtiene que para valores de  $\alpha = +25^\circ$  a  $+65^\circ$ : se observa solamente  $\sigma_-$ . Análogamente en  $\alpha = -25^\circ$  a  $-65^\circ$  se observa solamente  $\sigma_+$  y en caso de  $\alpha = 0^\circ$  ambas componentes  $\sigma$  del doblete son visibles.

Estos resultados anteriores del comportamiento de la polarización circular a lineal se basan en observaciones experimentales mostradas en la figura 24.

#### ***3.1.4.1 Filtrado de las configuraciones intermedias***

En las configuraciones intermedias de Zeeman ( $\theta = \pm 30^\circ, \pm 45^\circ, \pm 60^\circ$ ), la naturaleza de la polarización de las componentes  $\sigma$  cambia significativamente. A diferencia de los casos longitudinal y transversal, donde las componentes presentan polarizaciones circular o lineal bien definidas, en estos ángulos intermedios la radiación emerge con un estado de polarización elíptica.

Esto se debe a que la proyección del movimiento circular de los dipolos oscilantes equivalentes en la dirección de observación da lugar a una elipse de polarización. Como consecuencia, el campo eléctrico asociado a las líneas  $\sigma$  posee componentes en todas las direcciones transversales a la propagación, lo que impide una extinción completa al utilizar un polarizador lineal. Así, al rotar el polarizador P, se observa una atenuación limitada de estas líneas, pero nunca una atenuación total, confirmando el carácter elíptico de su polarización y presentando un desafío para el filtrado selectivo en estas configuraciones.

Una opción que surge como respuesta al problema del filtrado es implementar la combinación [ $\lambda/4$  + polarizador(P)] que se usa en la configuración longitudinal, pero tampoco funciona bien aquí, porque está diseñada para transformar polarización circular en lineal, y la luz elíptica, al pasar por la lámina retardadora  $\lambda/4$  (que realiza es un desfase entre componentes), se convierte en otra elipse (o en luz lineal, pero no orientada de manera útil para la extinción), no en los estados que son necesarios para que el polarizador P actúe filtrando.

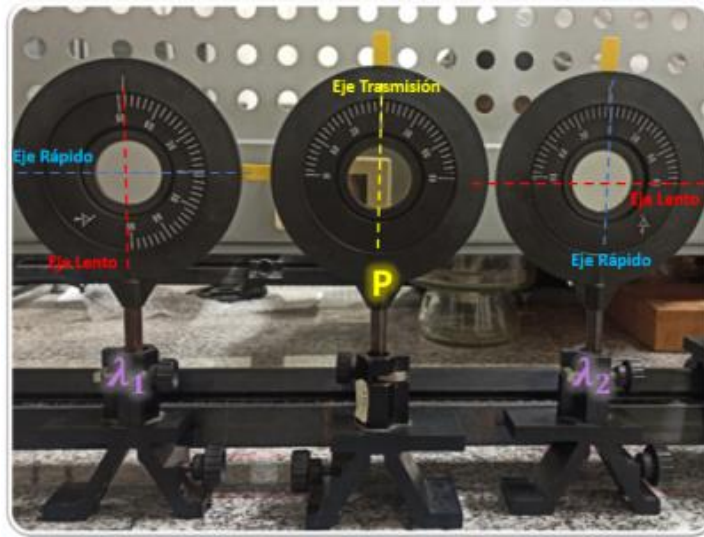
Para abordar este desafío de filtrado, se emplea un dispositivo óptico (figura 21) que permite transmitir selectivamente luz con una elipticidad y orientación específicas, mientras extingue el estado de polarización ortogonal. Como se ilustra en la Figura 12 (c), este sistema no es un único elemento, sino un ensamble de tres componentes: dos láminas retardadoras de cuarto de onda ( $\lambda/4$ ) y un polarizador lineal (P) intercalado entre ellas. La primera lámina retardadora ( $\lambda_1$ ) se orienta con su eje rápido alineado horizontalmente ( $+90^\circ$ ), mientras que la segunda ( $\lambda_2$ ) posee su eje lento en la misma dirección horizontal ( $0^\circ$ ). Esta configuración asegura una relación de fase de  $90^\circ$  entre los ejes de las láminas. El polarizador lineal, con su ángulo de transmisión ( $\alpha$ ) variable, completa el sistema, permitiendo ajustar el filtrado para aislar los estados de polarización elíptica deseados. Este dispositivo óptico mencionado no es de autoría propia, si no que fue desarrollado por (J. Pabón, C. Hernández, M. Serrano, R. Torres del Grupo de Óptica y Tratamiento de Señales (GOTS) de la Universidad Industrial de Santander en comunicación personal).

El ensamble de elemento ópticos ( $\lambda_1, P, \lambda_2$ ) no solamente se emplea en las configuraciones intermedias del efecto Zeeman Normal, sino que también se emplea en las configuraciones longitudinal y transversal con el fin de analizar el comportamiento de la polarización de las líneas

espectrales en las geometrías de configuración Zeeman a medida que varía el ángulo ( $\theta$ ) entre la aplicación del campo magnético y el eje óptico.

### Figura 21

*Montaje y elementos usados para filtrar componentes en las configuraciones intermedias del efecto Zeeman normal desarrollado por (J. Pabón, C. Hernández, M. Serrano y R. Torres, (GOTS) en comunicación personal). P corresponde al polarizador lineal y  $\lambda_1, \lambda_2$  representan las lámina retardadoras lambda cuartos utilizadas. Estos elementos ópticos fueron caracterizados para garantizar la exactitud de sus ejes lento y rápido. Se tiene como referencia de mano derecha la rotación de los ángulos.*



La metodología para filtrar cada componente del triplete de Zeeman consiste en realizar una rotación completa del polarizador lineal P en el rango de  $-90^\circ$  a  $+90^\circ$ , manteniendo las láminas retardadoras en orientación fija. Durante este barrido, se monitorea el patrón de anillos de interferencia para identificar la orientación del polarizador en la cual una componente espectral específica ( $\sigma_-$ ,  $\pi$ ,  $\sigma_+$ ) se atenúa al máximo en la imagen. El ángulo del polarizador ( $\alpha$ ) registrado inmediatamente antes que se extinga la línea espectral que se está estudiando, se denomina ángulo de extinción o ángulo mínimo. Este ángulo de extinción, único para cada componente que se analiza en una configuración intermedia dada, es el parámetro utilizado para calcular la elipticidad de la polarización de dicha línea espectral. De este modo, se determina experimentalmente la evolución cuantitativa del estado de polarización de cada componente, que varía de forma continua

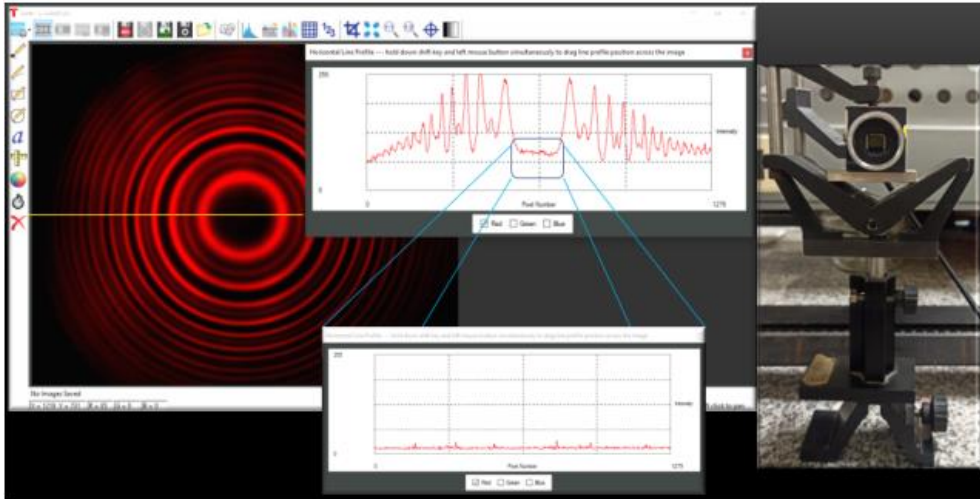
entre los casos lineal y circular a medida que se modifica el ángulo entre el eje óptico y la dirección del campo magnético.

Para dar claridad en el criterio de elección del ángulo ( $\alpha$ ) registrado en P en el que una línea espectral se atenúa, se realiza una caracterización cuantitativa mediante perfiles de intensidad con el fin de dar soporte y complementar el análisis cualitativo de los patrones de interferencia. Se emplean perfiles de intensidad generados por el software ThorCam asociado a la cámara CCD DCU224C utilizada. Estos perfiles se obtienen mediante la proyección lineal de los valores de intensidad digitalizados a lo largo de una región de interés definida que cruza los anillos de interferencia como se muestra en la figura 22.

Los perfiles de intensidad permiten cuantificar el proceso de atenuación al rotar el polarizador. Mediante el análisis de la relación señal-ruido, se discrimina entre atenuación parcial y extinción completa de las componentes espectrales. Los perfiles proporcionan información sobre la evolución de la intensidad de los anillos de interferencia en función del ángulo del polarizador.

**Figura 22**

*Formación del perfil de intensidad creada por el Software ThorCam de la cámara CCD DCU224C. Para que un pico de intensidad pueda ser considerado debe cumplir el criterio de no confundirse con el ruido de fondo de la señal, si este criterio no se cumple, se considera que la línea espectral analizada se encuentra atenuada.*

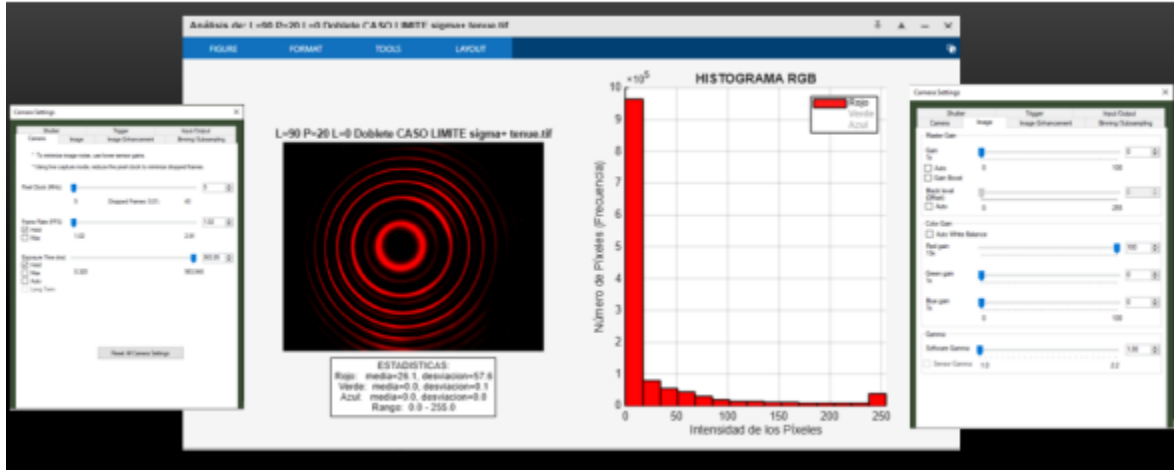


Adicionalmente se elaboran histogramas del patrón de anillos, estos histogramas además de su aplicación habitual para medir el contraste, ofrecen un diagnóstico cuantitativo del sistema experimental ya que permite representar en un gráfico el número determinado de fotones con diferente intensidad en un determinado intervalo de tiempo que la cámara CCD registra. La distribución bimodal típica de los histogramas permite definir umbrales específicos para diferenciar las componentes espectrales, un pico principal en intensidades bajas correspondiente al fondo oscuro, y un pico secundario en intensidades altas correspondiente a los anillos de interferencia. Esta distribución facilita la distinción entre las regiones de interés y el fondo durante el análisis de la división de las líneas espectrales en el efecto Zeeman. Aunque la configuración ajustada para un contraste máximo en la cámara CCD puede generar saturación parcial en los anillos lo que se refleja en el pico izquierdo del histograma, esto no afecta la capacidad para distinguir la presencia o ausencia de cada componente espectral, que es el objetivo principal del

análisis. La concordancia en la implementación de este criterio en los picos de intensidad asegura la comparabilidad entre las configuraciones del experimento.

### Figura 23

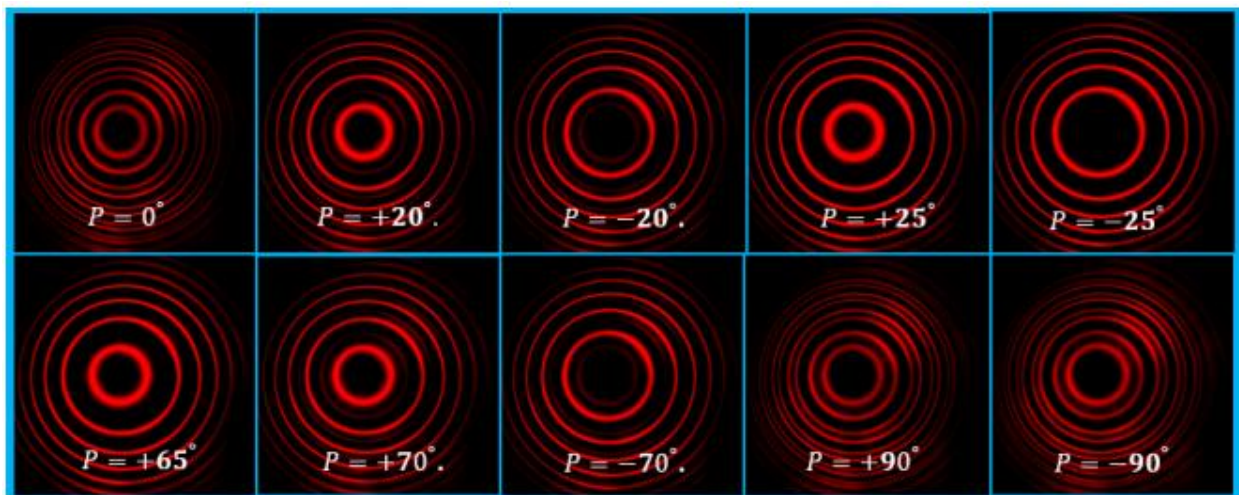
*Histograma de ejemplo y configuración de los parámetros de la CCD para maximizar el contraste visual del patrón de anillos.*



#### 3.1.4.2 Configuración longitudinal ( $\theta = 0^\circ$ )

### Figura 24

*Comportamiento del doblete en configuración longitudinal con el uso del ensamble de elementos ópticos. Se aplica un campo magnético de  $B = 479[mT]$ . Se registra el barrido de ángulos del polarizador  $P$  con  $\lambda_1 = 90^\circ$  y  $\lambda_2 = 0^\circ$ .*



La configuración longitudinal al presentar doblete de línea permite usar una magnitud de campo magnético menor que las demás configuraciones para separar las líneas espectrales ( $B =$

479[mT]). La magnitud del campo se selecciona cuidadosamente para cumplir con dos objetivos: primero, garantizar una separación espectral suficientemente grande entre las componentes del doblete para facilitar su resolución y análisis; y segundo, operar dentro del rango ideal de la fuente de alimentación, evitando así su saturación y asegurando la estabilidad del campo magnético aplicado durante la toma de datos.

Como se muestra en la figura 24, cada imagen del patrón de interferencia se encuentra etiquetada con el ángulo ( $\alpha$ ) del polarizador lineal P, el cual se rota en el rango de  $-90^\circ$  a  $+90^\circ$  con un paso de  $5^\circ$  (resolución mínima del mecanismo de rotación). Las láminas retardadoras  $\lambda_1$  y  $\lambda_2$  se mantienen en orientaciones fijas de  $90^\circ$  y  $0^\circ$ , respectivamente, durante todo el experimento. El parámetro crítico registrado es el ángulo de extinción del polarizador, definido como la posición angular inmediatamente anterior a la atenuación máxima de cada componente espectral bajo estudio. Este valor es fundamental para el posterior cálculo de la elipticidad del estado de polarización de cada línea espectral que se grafica sobre la esfera de Poincaré. Estas consideraciones se tienen en cuenta para las demás geometrías Zeeman.

El registro de la figura 24 permite caracterizar sistemáticamente la evolución del triplete de Zeeman con la rotación del polarizador P. El análisis se estructura según el sentido de rotación:

#### **Tabla 4**

Comportamiento de las componentes sigma en función del ángulo del polarizador

Rotaciones positivas	
Ángulo del polarizador [ $\alpha$ ]	Observación
0 a +15	Doblete de componentes sigma ( $\sigma_+$ y $\sigma_-$ ).
+20	Extinción de $\sigma_+$ (mínimo de intensidad).
+25 a +65	Solo se observa la componente $\sigma_-$ .
+70 a +90	Reaparición de $\sigma_+$ , restaurando doblete con intensidad creciente.
Rotaciones negativas	
Ángulo del polarizador [ $\alpha$ ]	Observación
0 a -15	Doblete de componentes sigma ( $\sigma_+$ y $\sigma_-$ ).
-20	Extinción de $\sigma_-$ (mínimo de intensidad).
-25 a -65	Solo se observa la componente $\sigma_+$ .
-70 a -90	Reaparición de $\sigma_-$ , restaurando doblete con intensidad creciente.

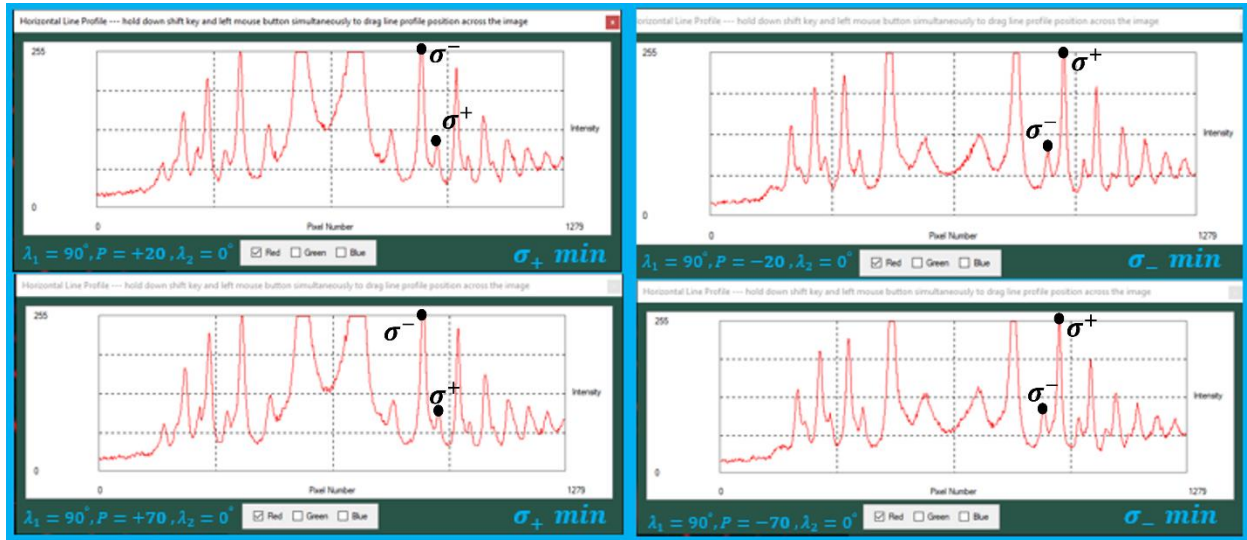
Para determinar el ángulo de polarización asociado a la atenuación total de cada línea espectral, se requiere registrar los perfiles de intensidad en función del ángulo de rotación del polarizador lineal P.

El criterio para identificar el punto de extinción definido como el momento en que la intensidad de la línea se minimiza hasta confundirse con el ruido de fondo debe basarse en un análisis cuantitativo de la relación señal-ruido del patrón registrado. Este enfoque objetivo permite eliminar la subjetividad inherente al momento de identificar visualmente el mínimo. Para respaldar este criterio de manera adicional, se incluyen los histogramas de intensidad de las imágenes correspondientes a estos casos límite. A continuación, se presentan los perfiles de intensidad mínima e histogramas correspondientes a las líneas sigma, con el fin de ilustrar la aplicación de

este criterio. Cabe señalar que esta misma metodología resulta aplicable de forma análoga a los tripletes Zeeman observados en las configuraciones transversales e intermedias que se trabajan más adelante.

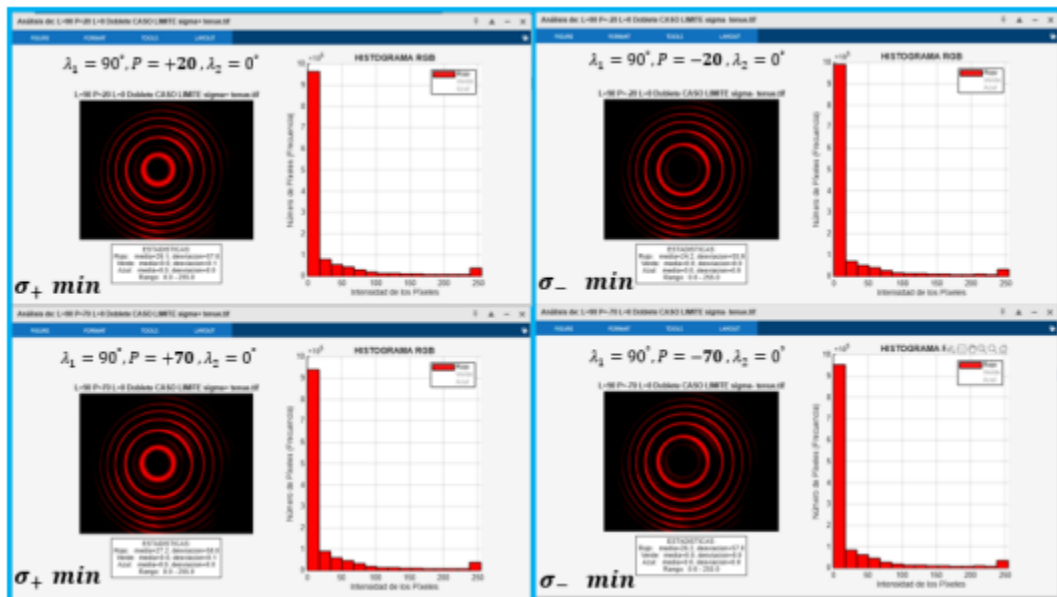
**Figura 25**

*Perfiles de intensidad para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 70^\circ$ ) de atenuación en la rotación  $P$  para la configuración longitudinal ( $\theta = 0^\circ$ ).*



**Figura 26**

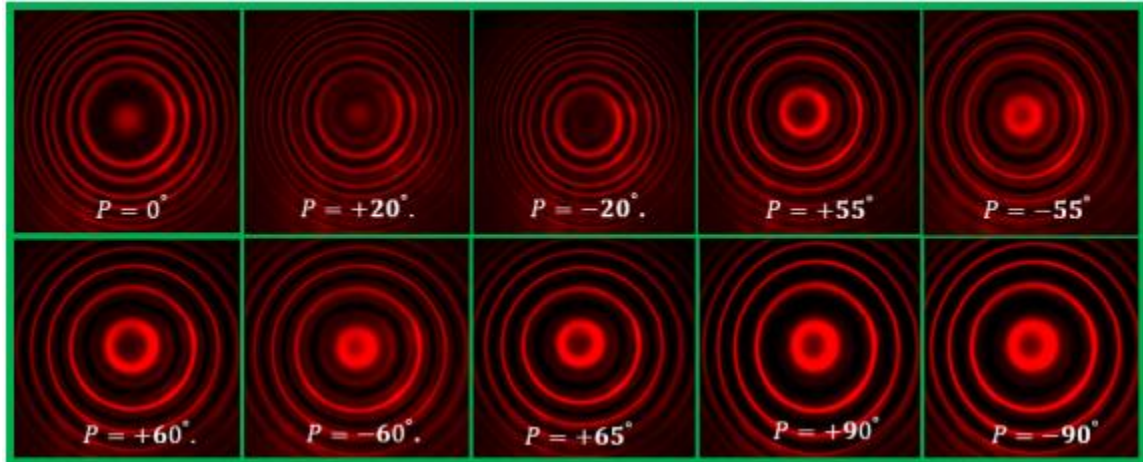
*Histogramas para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 70^\circ$ ) de atenuación en la rotación  $P$  para la configuración Longitudinal ( $\theta = 0^\circ$ ).*



### 3.1.4.3 Configuración Transversal ( $\theta = 90^\circ$ )

**Figura 27**

Comportamiento del triplete en configuración transversal con el uso del ensamble de elementos ópticos. Se aplica un campo magnético de  $B = 678[\text{mT}]$ . Se registra el barrido de ángulos del polarizador  $P$  con  $\lambda_1 = 90^\circ$  y  $\lambda_2 = 0^\circ$ .



En la configuración transversal se observa triplete de línea con polarización lineal (líneas sigmas con polarización lineal vertical y línea pi con polarización ortogonal a las anteriores, es decir polarización lineal horizontal). La magnitud de campo empleada  $B = 678[\text{mT}]$  es superior a la configuración longitudinal, esto se debe a que se requiere más campo magnético para observar una clara separación de las tres líneas espectrales en el triplete a diferencia de la configuración doblete longitudinal, debido a la presencia de la componente central  $\pi$  en la configuración del triplete que ahora se estudia. Este triplete también se somete al análisis de la rotación del polarizador  $P$ , de manera que:

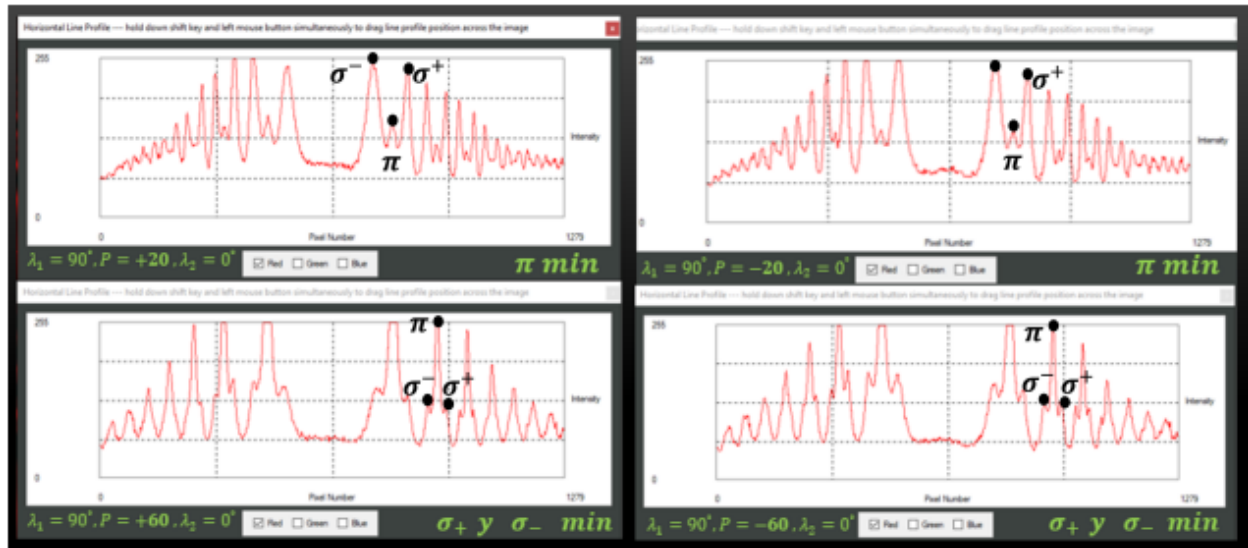
**Tabla 5**

Comportamiento de las componentes del triplete lineal en función del ángulo  $[\alpha]$  del polarizador (P) configuración Transversal  $\theta = 90^\circ$ .

<b>Rotaciones positivas</b>	
<b>Ángulo del polarizador <math>[\alpha]</math></b>	<b>Observación</b>
0 a +15	Doblete de componentes sigma ( $\sigma_+$ y $\sigma_-$ ).
+20	Aparición de la componente $\pi$ , formando triplete.
+25 a +60	Triplete ( $\sigma_+$ , $\pi$ , $\sigma_-$ ) con atenuación progresiva de sigmas.
+65 a +90	Solo se observa el singlete $\pi$ con intensidad creciente.
<b>Rotaciones negativas</b>	
<b>Ángulo del polarizador <math>[\alpha]</math></b>	<b>Observación</b>
0 a -15	Doblete de componentes sigma ( $\sigma_+$ y $\sigma_-$ ).
-20	Aparición de la componente $\pi$ , formando triplete.
-25 a -60	Triplete ( $\sigma_+$ , $\pi$ , $\sigma_-$ ) con atenuación progresiva de sigmas.
-65 a -90	Solo se observa el singlete $\pi$ con intensidad creciente.

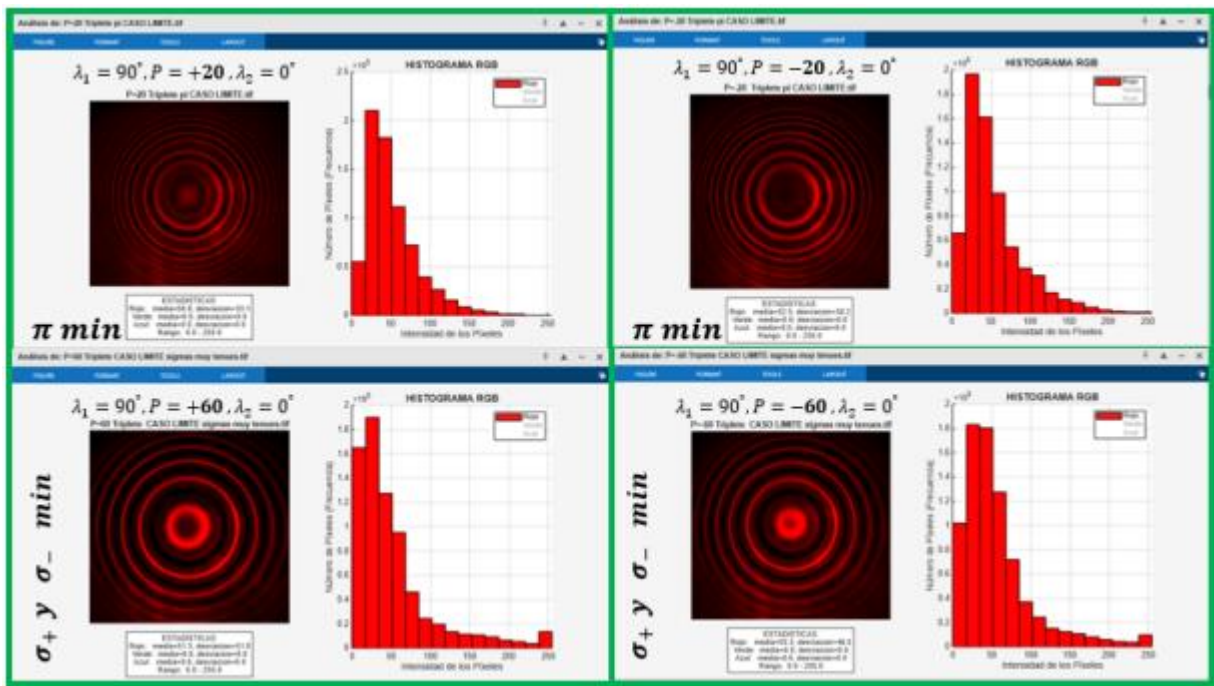
**Figura 28**

*Perfiles de intensidad para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 60^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración transversal ( $\theta = +90^\circ$ ).*



**Figura 29**

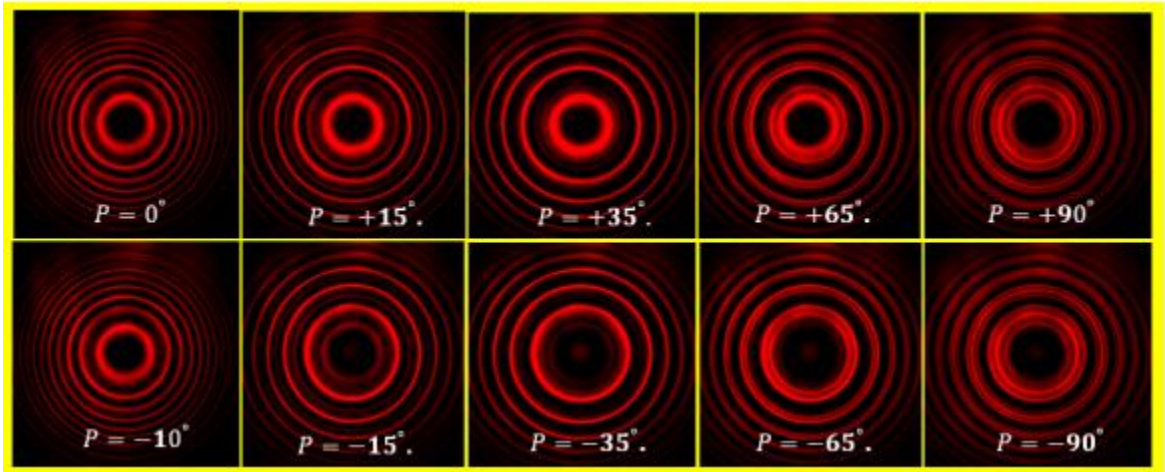
*Histogramas para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 60^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración transversal ( $\theta = +90^\circ$ ).*



### 3.1.4.4 Configuración intermedia ( $\theta = +30^\circ$ )

#### Figura 30

Comportamiento del triplete en configuración intermedia  $+30^\circ$ . Se aplica un campo magnético de  $B = 678[\text{mT}]$ . Se registra el barrido de ángulos del polarizador  $P$  con  $\lambda_1 = 90^\circ$  y  $\lambda_2 = 0^\circ$ .



Bajo la geometría Zeeman de  $+30^\circ$ , se establece un campo magnético de  $B = 678[\text{mT}]$ . Igual magnitud que en el caso transversal y de las demás posiciones intermedias que se trabajan en el desarrollo del ejercicio experimental.

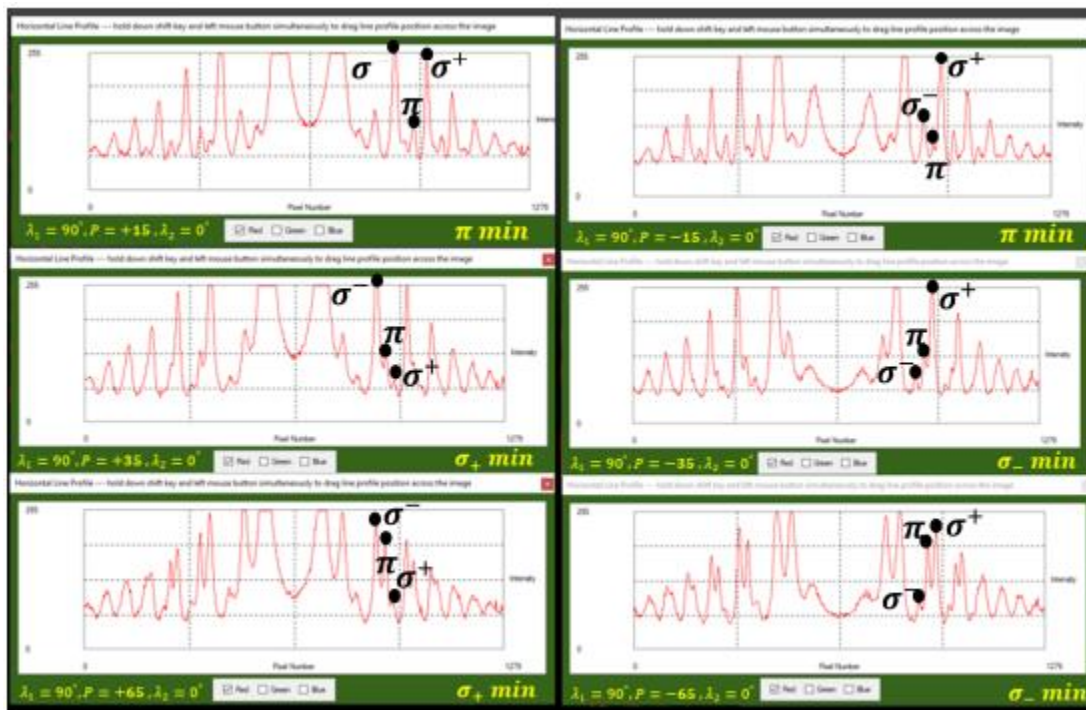
El análisis de este triplete de línea en configuración intermedia  $\theta = +30^\circ$  se estructura según el sentido de rotación

**Tabla 6**Comportamiento del triplete en configuración intermedia  $\theta = +30^\circ$ 

<b>Rotaciones positivas</b>	
<b>Ángulo del polarizador [<math>\alpha</math>]</b>	<b>Observación</b>
0 a +10	Componente $\pi$ no se observa por alineación con eje de transmisión.
+15	Aparición de la componente $\pi$ con intensidad mínima.
+20 a +30	Triplete con predominio de $\sigma_-$ en intensidad.
+35 a +60	Doblete ( $\pi$ y $\sigma_-$ ) por extinción de $\sigma_+$ .
+65 a +90	Restauración del triplete con intensidad creciente.
<b>Rotaciones negativas</b>	
<b>Ángulo del polarizador [<math>\alpha</math>]</b>	<b>Observación</b>
-15	Aparición de la componente $\pi$ con intensidad mínima.
-20 a -30	Triplete con predominio de $\sigma_+$ en intensidad.
-35 a -60	Doblete ( $\pi$ y $\sigma_+$ ) por extinción de $\sigma_-$ .
-65 a -90	Restauración del triplete con intensidad creciente.

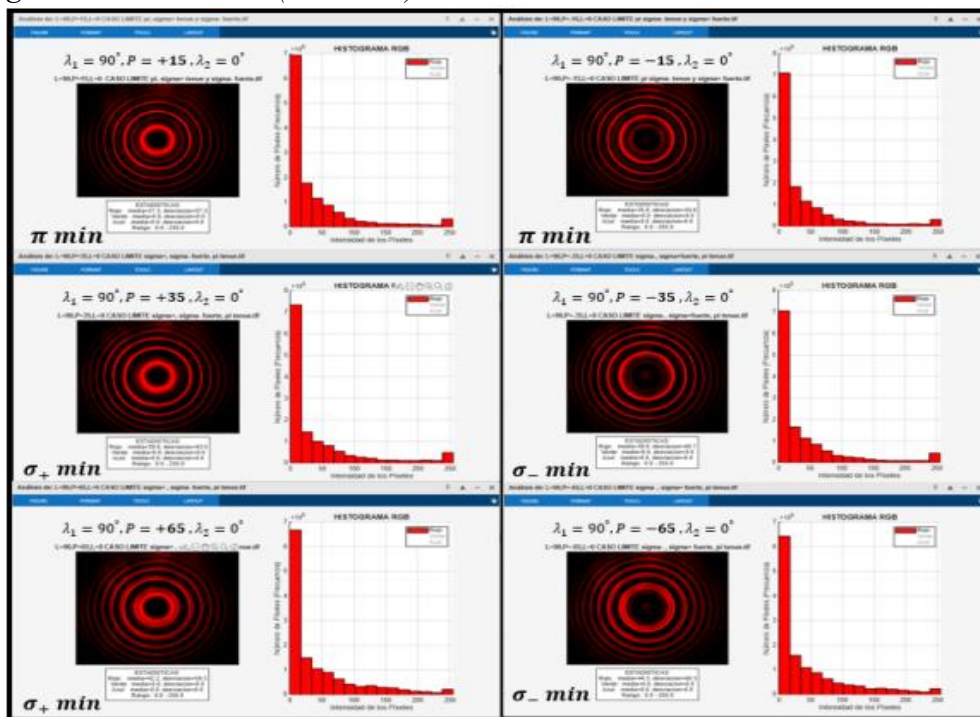
**Figura 31**

Perfiles de intensidad para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 15^\circ, \pm 35^\circ, \pm 65^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración intermedia ( $\theta = +30^\circ$ ).



**Figura 32**

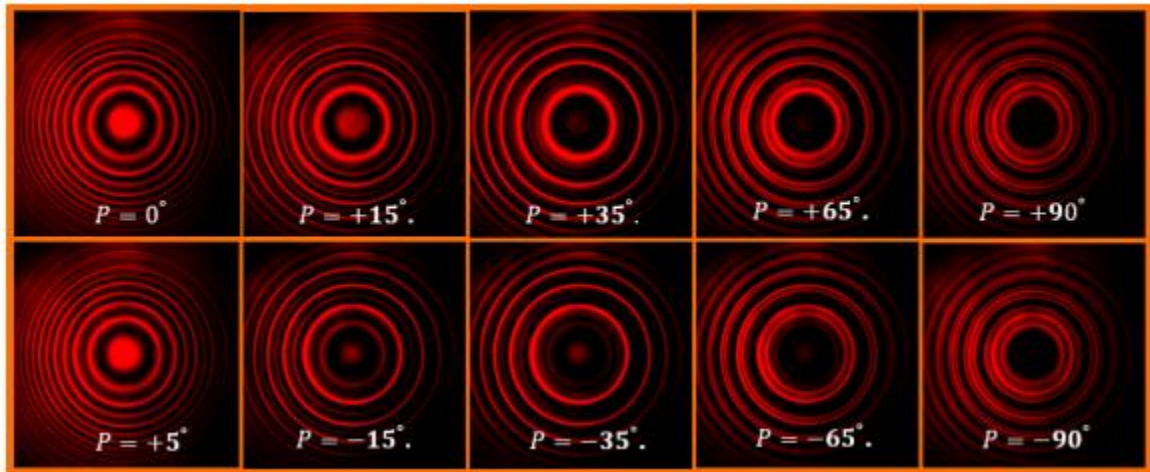
Histogramas para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 15^\circ, \pm 35^\circ, \pm 65^\circ$ ) de atenuación en la rotación P para la configuración intermedia ( $\theta = +30^\circ$ ).



### 3.1.4.5 Configuración intermedia ( $\theta = -30^\circ$ )

#### Figura 33

Comportamiento del triplete en configuración intermedia  $-30^\circ$ . Se aplica un campo magnético de  $B = 678[mT]$ . Se registra el barrido de ángulos del polarizador  $P$  con  $\lambda_1 = 90^\circ$  y  $\lambda_2 = 0^\circ$ .

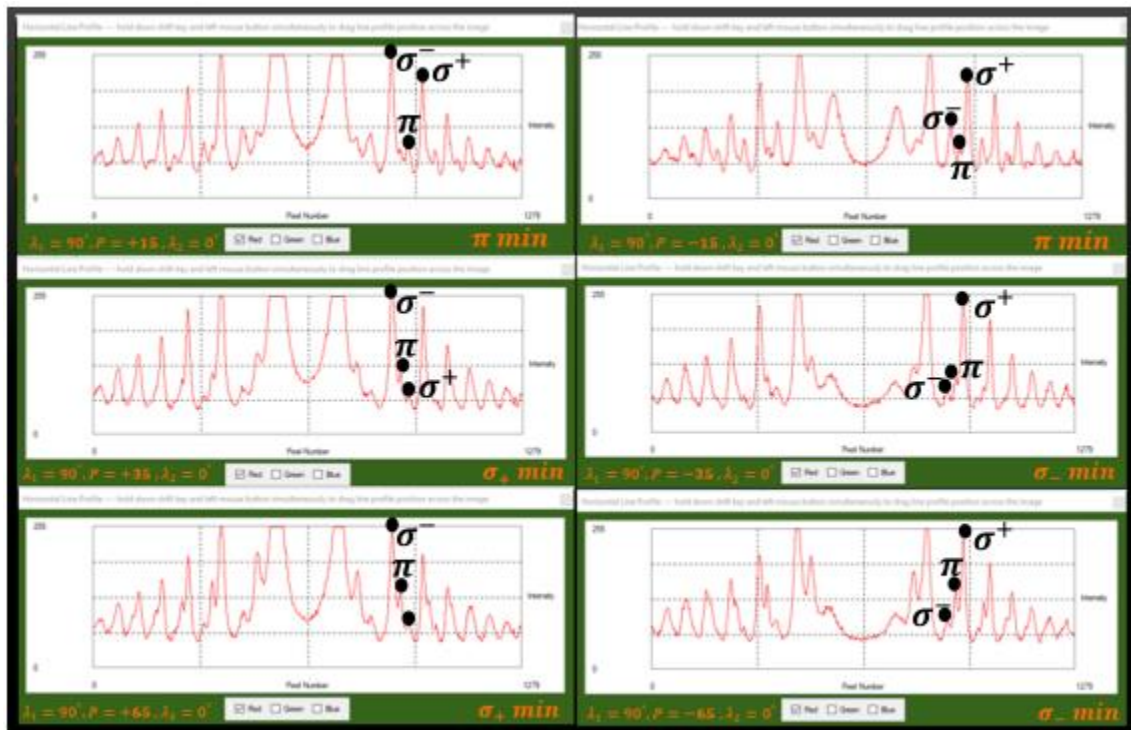


La equivalencia en el comportamiento de atenuación observada para las configuraciones en  $\theta = -30^\circ$  y  $\theta = +30^\circ$  es un resultado fundamental que pone en evidencia una simetría marcada al efecto Zeeman en este sistema. La clave para entender la simetría observada está en el efecto de invertir el signo de  $\theta$ , esto es equivalente a mantener la misma intensidad de campo, pero voltear la dirección de la componente transversal del campo, como si se reflejara el sistema en un espejo. Este volteo o efecto espejo que presenta la componente transversal del campo magnético no altera las propiedades esenciales de la polarización de la luz emitida a lo largo del eje óptico Foot, C. J. (2005). Los estados de polarización elíptica de las componentes sigma, que son los que determinan su atenuación al rotar el ángulo del polarizador  $\alpha$ , permanecen invariantes bajo esta transformación como se muestra experimentalmente en los datos de las imágenes obtenidas. En esencia, el sistema se comporta de manera análoga entre los ángulos ( $\theta$ ) y ( $-\theta$ ) en lo que tiene que ver al filtrado de polarización, ya que ambas configuraciones son imágenes especulares una de la otra.

Por lo tanto, el hecho de que la secuencia de extinción de las líneas espectrales sea idéntica para ángulos  $\theta$  opuestos confirma que posee esta simetría. Las ligeras diferencias en las intensidades de los patrones de interferencia pueden atribuirse a factores experimentales como desalineaciones mínimas. Si bien estos efectos introducen variaciones cuantitativas, no afectan cualitativamente las conclusiones sobre los estados de polarización. Esta interpretación queda respaldada por la representación de los datos en la esfera de Poincaré, donde se evidencia la correspondencia entre las configuraciones simétricas.

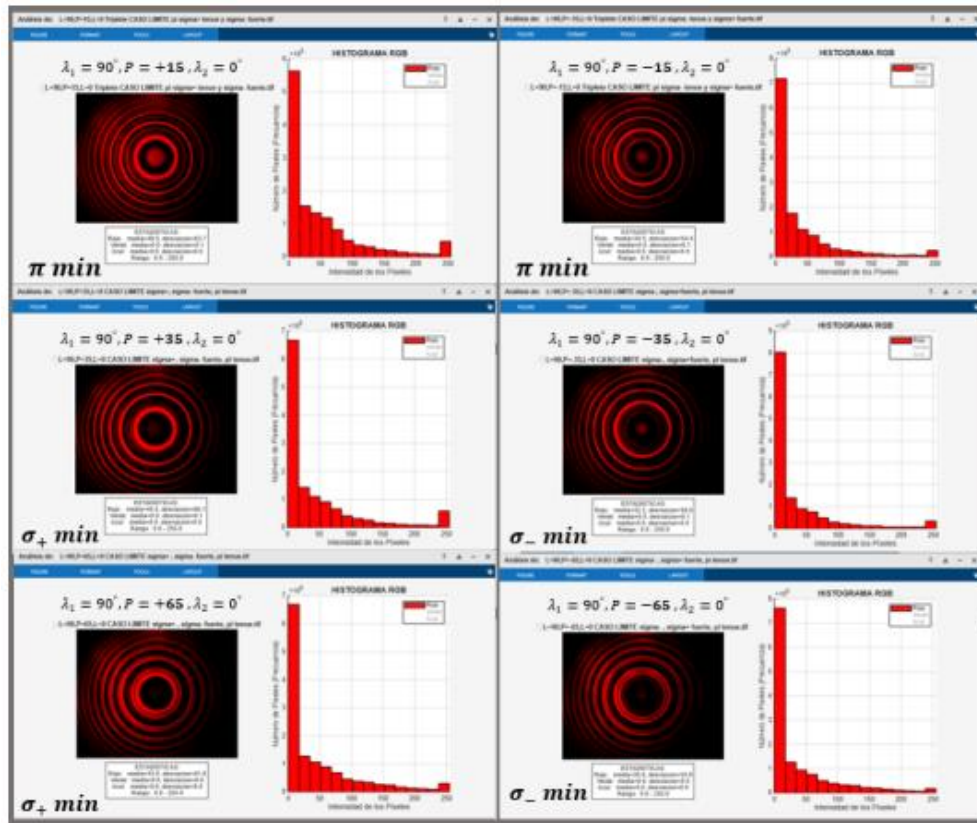
### Figura 34

Perfiles de intensidad para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 15^\circ, \pm 35^\circ, \pm 65^\circ$ ) de atenuación en la rotación  $P$  para la configuración intermedia ( $\theta = -30^\circ$ ).



**Figura 35**

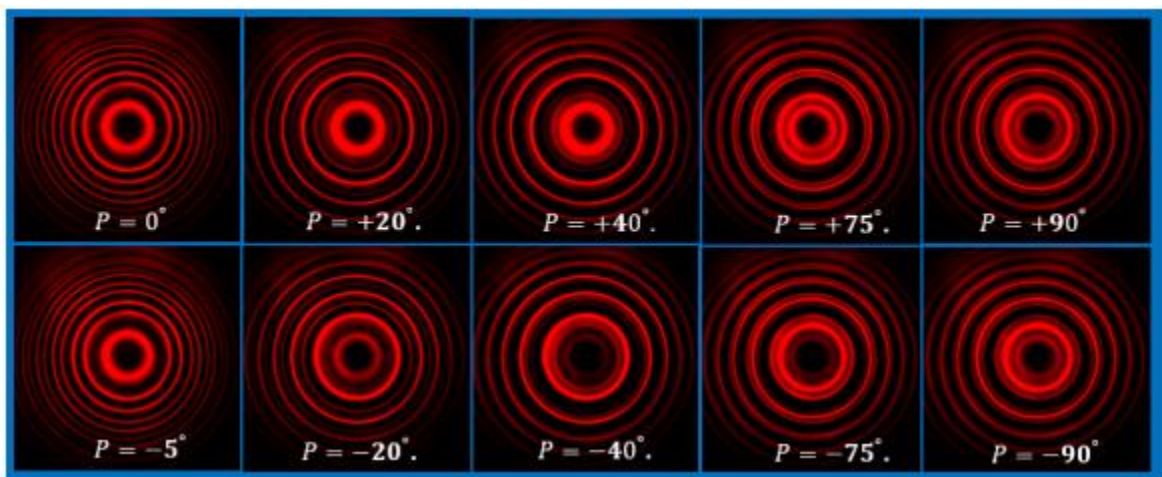
*Histogramas para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 15^\circ, \pm 35^\circ, \pm 65^\circ$ ) de atenuación en la rotación  $P$  para la configuración intermedia ( $\theta = -30^\circ$ ).*



### 3.1.4.6 Configuración intermedia ( $\theta = +45^\circ$ )

**Figura 36**

*Comportamiento del triplete en configuración intermedia  $+45^\circ$ . Se aplica un campo magnético de  $B = 678[mT]$ . Se registra el barrido de ángulos del polarizador  $P$  con  $\lambda_1 = 90^\circ$  y  $\lambda_2 = 0^\circ$ .*



La evolución del triplete Zeeman según el sentido de rotación

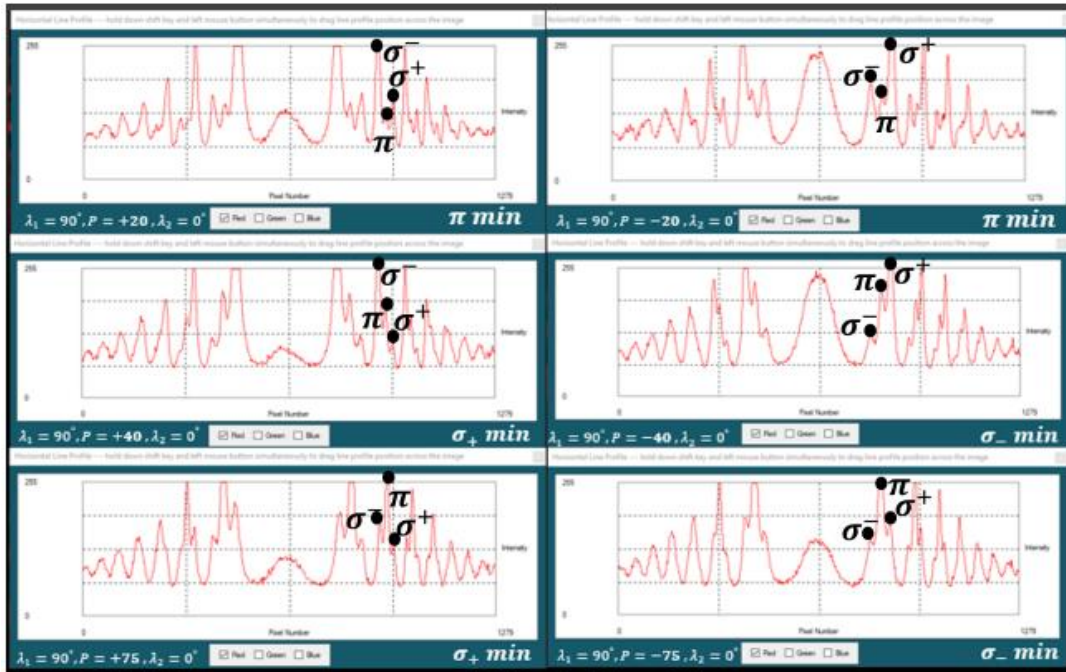
**Tabla 7**

Comportamiento del triplete en configuración intermedia  $\theta = +45^\circ$

<b>Rotaciones positivas</b>	
<b>Ángulo del polarizador [<math>\alpha</math>]</b>	<b>Observación</b>
0 a +15	Atenuación máxima de $\pi$ por alineación con eje de transmisión.
+20	Aparición de la componente $\pi$ (intensidad mínima).
+25 a +35	Triplete con predominio de $\sigma_-$ en intensidad.
+40 a +70	Doblete ( $\pi$ y $\sigma_-$ ) por extinción de $\sigma_+$ .
+75 a +90	Restauración del triplete con intensidad creciente.
<b>Rotaciones negativas</b>	
<b>Ángulo del polarizador [<math>\alpha</math>]</b>	<b>Observación</b>
0 a -15	Doblete de componentes sigma ( $\sigma_+$ y $\sigma_-$ ).
-20	Aparición de la componente $\pi$ (intensidad mínima).
-25 a -35	Triplete con predominio de $\sigma_+$ en intensidad.
-40 a -70	Doblete ( $\pi$ y $\sigma_+$ ) por extinción de $\sigma_-$ .
-75 a -90	Restauración del triplete con intensidad creciente.

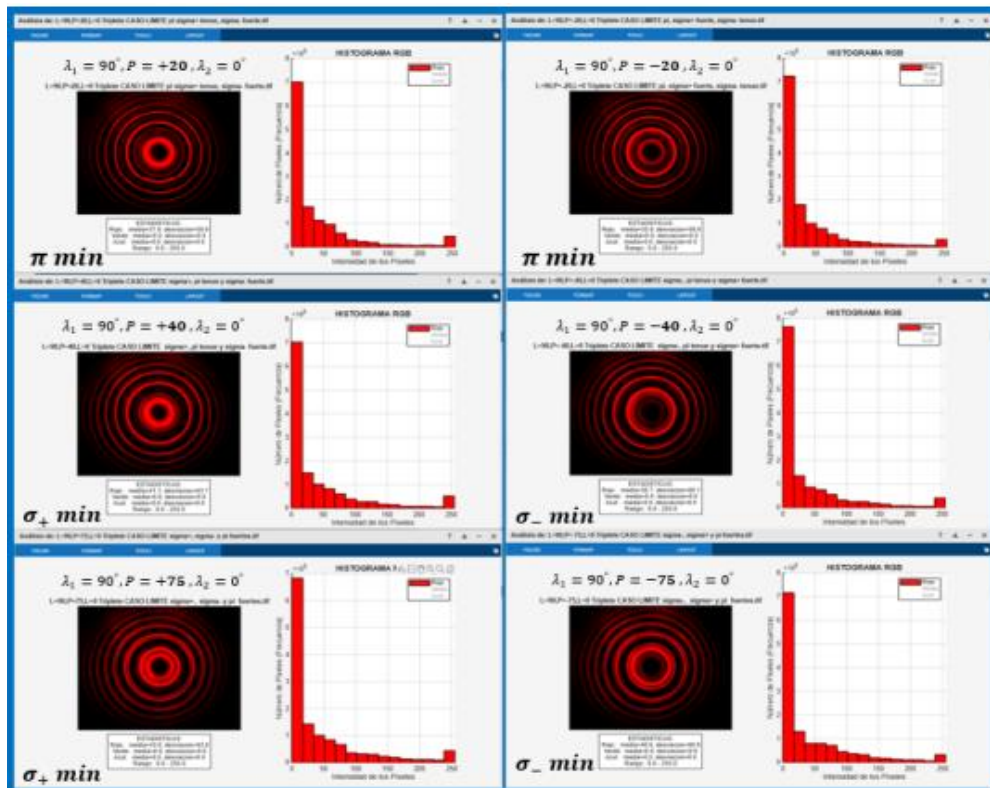
**Figura 37**

Perfiles de intensidad para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 40^\circ, \pm 75^\circ$ ) de atenuación en la rotación  $P$  para la configuración intermedia ( $\theta = +45^\circ$ ).



**Figura 38**

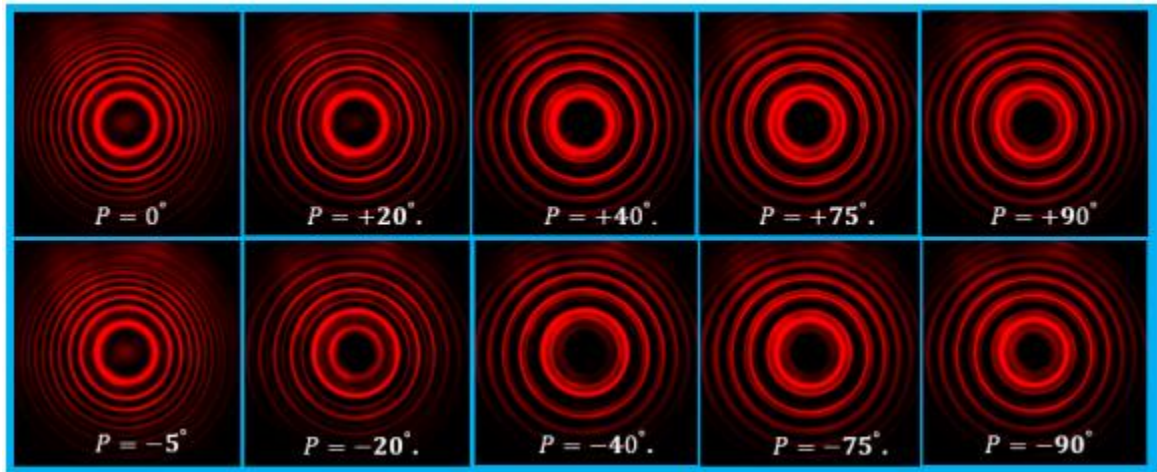
Histogramas para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 40^\circ, \pm 75^\circ$ ) de atenuación en la rotación  $P$  para la configuración intermedia ( $\theta = +45^\circ$ ).



### 3.1.4.7 Configuración intermedia ( $\theta = -45^\circ$ )

**Figura 39**

Comportamiento del triplete en configuración intermedia  $-45^\circ$ . Se aplica un campo magnético de  $B = 678[\text{mT}]$ . Se registra el barrido de ángulos del polarizador  $P$  con  $\lambda_1 = 90^\circ$  y  $\lambda_2 = 0^\circ$ .

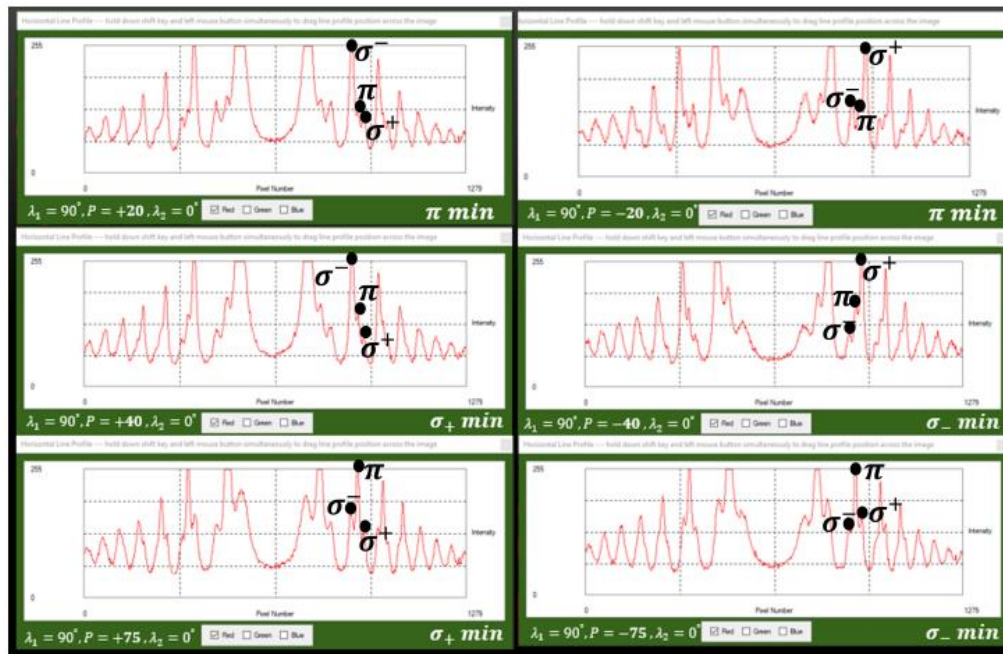


El registro de los patrones Zeeman para esta geometría  $\theta = -45^\circ$  posee una simetría que permite observar un comportamiento de equivalencia completa observada en el comportamiento de las componentes espectrales en el filtrado.

Al realizar el barrido angular del polarizador lineal  $P$ , se observa que la secuencia de aparición, atenuación y extinción de las componentes del triplete fue idéntica en ambas configuraciones intermedias. Esta equivalencia demuestra que los estados de polarización elíptica de las componentes en  $\theta = +45^\circ$  y  $\theta = -45^\circ$  son esencialmente los mismos desde la perspectiva del analizador, la propiedad de polarización en estas configuraciones intermedias es simétrica respecto al plano definido por el campo magnético y el eje óptico, la geometría izquierda/derecha no introduce una distinción adicional en las propiedades de polarización medidas.

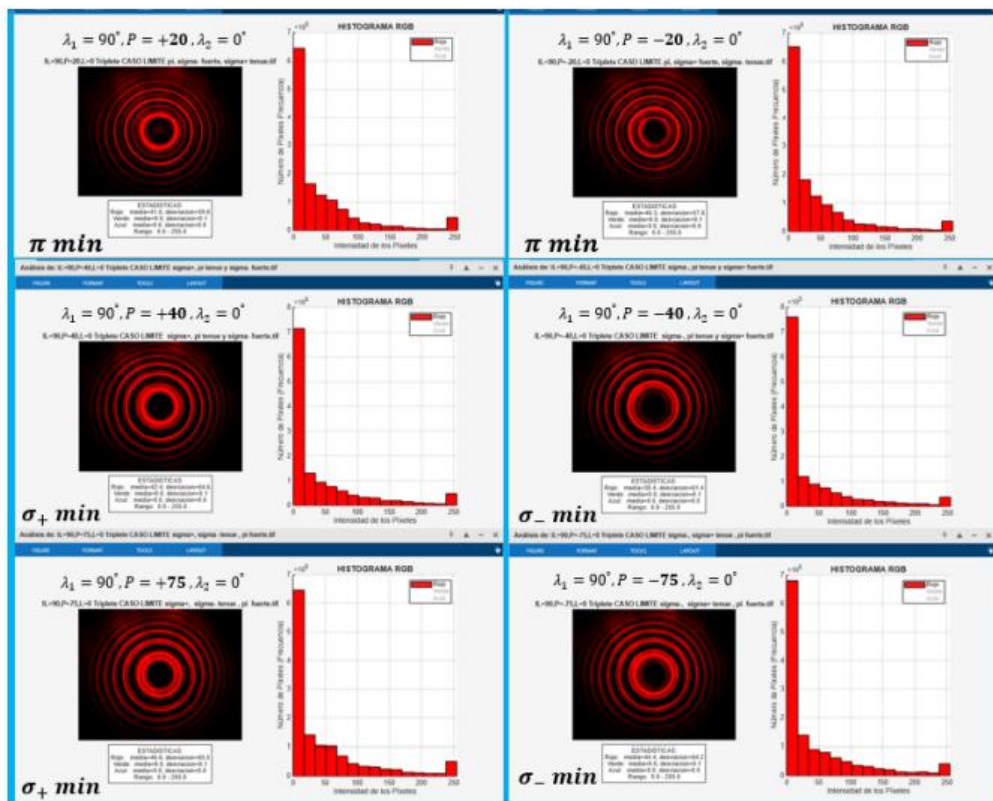
**Figura 40**

Perfiles de intensidad para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 40^\circ, \pm 75^\circ$ ) de atenuación en la rotación  $P$  para la configuración intermedia ( $\theta = -45^\circ$ ).



**Figura 41**

Histogramas para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 40^\circ, \pm 75^\circ$ ) de atenuación en la rotación  $P$  para la configuración intermedia ( $\theta = -45^\circ$ ).



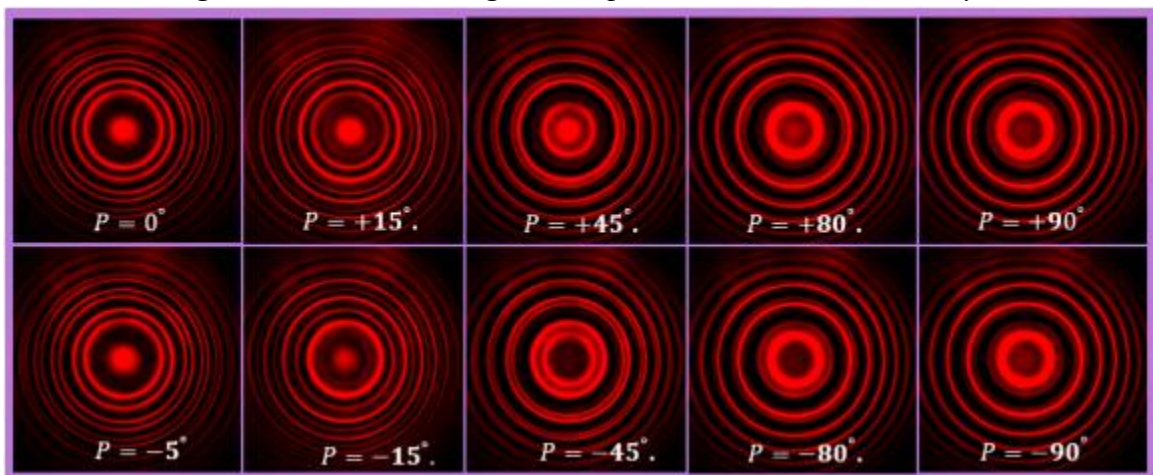
En los diagramas de intensidades, se puede observar que para algunos patrones Zeeman mostrados en configuración  $\theta = +45^\circ$  y  $\theta = -45^\circ$  a pesar de que presenta un mismo comportamiento, se observa una diferencia notable en la morfología de los patrones de interferencia generados por el etalón Fabry-Perot.

Como se evidencia en las figuras 37 y 40 para  $P = \pm 20^\circ, \pm 40^\circ, \pm 75^\circ$ , el patrón correspondiente a  $\theta = +45^\circ$  presenta unas leves crestas anchas o máximos de interferencia en el centro (mancha central del triplete), mientras que para el diagrama de intensidades de  $\theta = -45^\circ$  exhibe unos valles o mínimos de interferencia (no se observa dicha mancha central). Esta diferencia no se atribuye al efecto Zeeman, como tal, sino a la extrema sensibilidad del etalón a cambios en las condiciones experimentales entre una toma de datos y otra, ya que no se realizan el mismo día.

#### 3.1.4.8 Configuración intermedia ( $\theta = +60^\circ$ )

##### Figura 42

Comportamiento del triplete en configuración intermedia  $+60^\circ$ . Se aplica un campo magnético de  $B = 678[\text{mT}]$ . Se registra el barrido de ángulos del polarizador  $P$  con  $\lambda_1 = 90^\circ$  y  $\lambda_2 = 0^\circ$ .



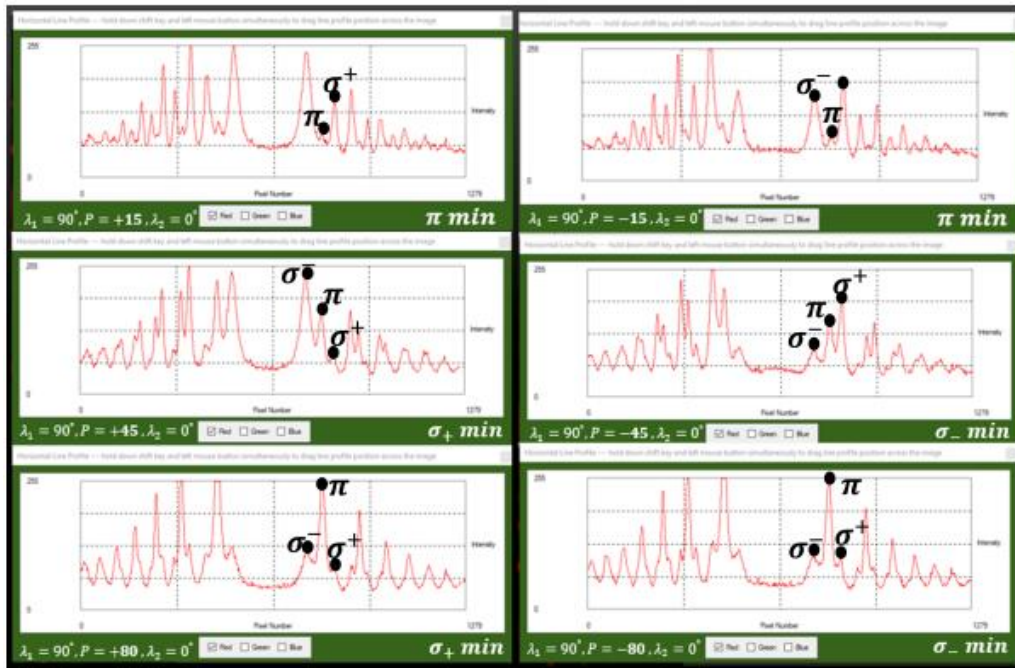
Se maneja el mismo campo  $B = 678[\text{mT}]$  que en las configuraciones anteriores. La evolución del triplete Zeeman según el sentido de rotación

**Tabla 8**Comportamiento del triplete en configuración intermedia  $\theta = +60^\circ$ .

<b>Rotaciones positivas</b>	
<b>Ángulo del polarizador [<math>\alpha</math>]</b>	<b>Observación</b>
0 a +10	Doblete de sigmas por atenuación de $\pi$ .
+15	Aparición de $\pi$ formando triplete.
+20 a +40	Triplete con predominio de $\sigma_-$ y $\pi$ en intensidad.
+45 a +75	Doblete ( $\pi$ y $\sigma_-$ ) por extinción de $\sigma_+$ .
+80 a +90	Restauración del triplete .
<b>Rotaciones negativas</b>	
<b>Ángulo del polarizador [<math>\alpha</math>]</b>	<b>Observación</b>
0 a -15	Doblete de componentes sigma ( $\sigma_+$ y $\sigma_-$ ).
-15	Aparición de $\pi$ formando triplete.
-20 a -40	Triplete con predominio de $\sigma_+$ y $\pi$ en intensidad.
-45 a -75	Doblete ( $\pi$ y $\sigma_+$ ) por extinción de $\sigma_-$ .
-80 a -90	Restauración del triplete .

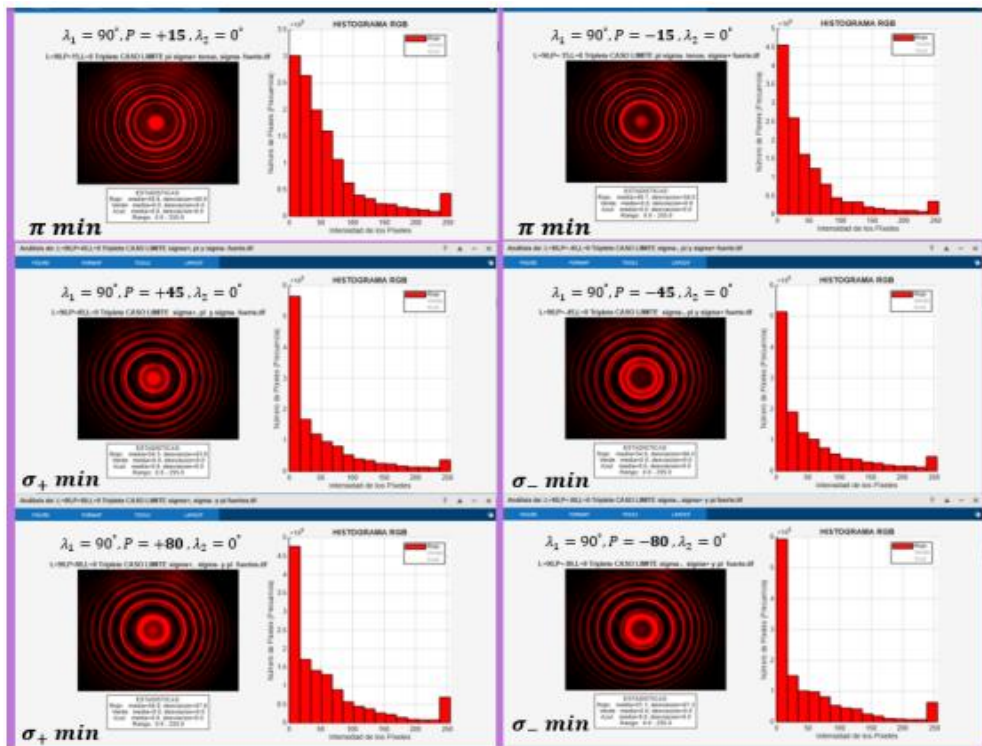
**Figura 43**

Perfiles de intensidad para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 15^\circ, \pm 45^\circ, \pm 80^\circ$ ) de atenuación en la rotación  $P$  para la configuración intermedia ( $\theta = +60^\circ$ ).



**Figura 44**

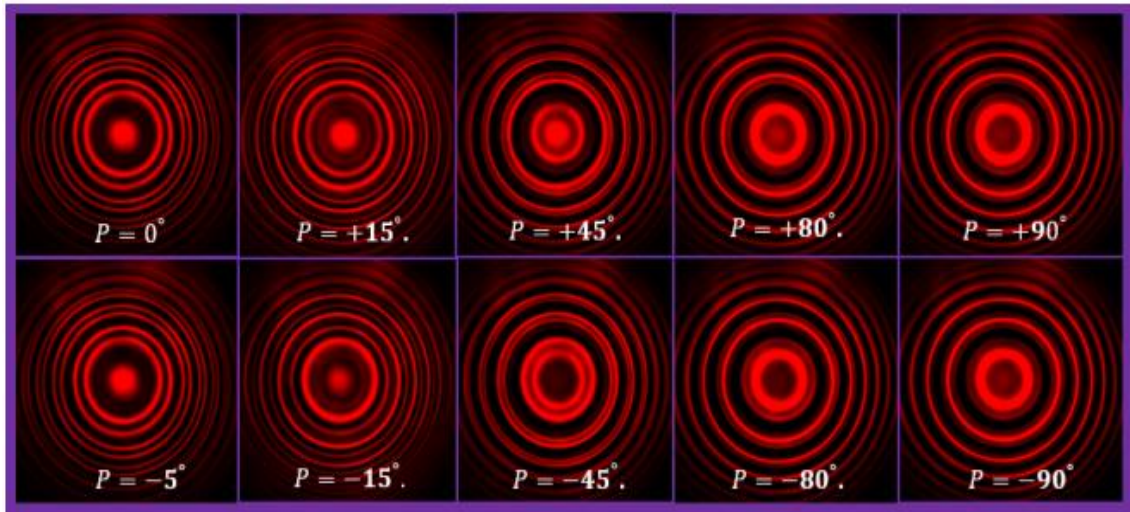
Histogramas para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 15^\circ, \pm 45^\circ, \pm 80^\circ$ ) de atenuación en la rotación  $P$  para la configuración intermedia ( $\theta = +60^\circ$ ).



### 3.1.4.9 Configuración intermedia ( $\theta = -60^\circ$ )

**Figura 45**

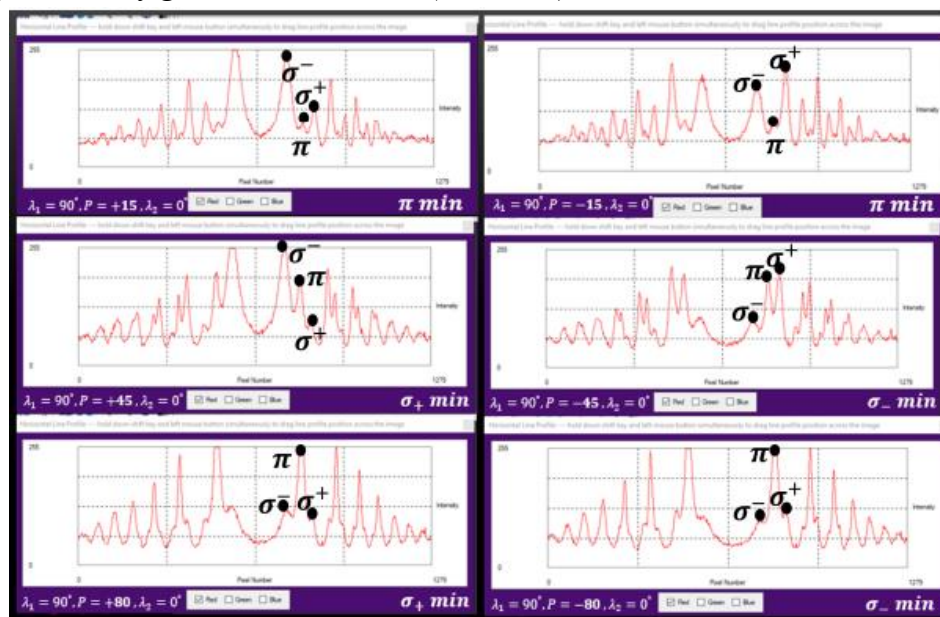
Comportamiento del triplete en configuración intermedia  $-60^\circ$ . Se aplica un campo magnético de  $B = 678[mT]$ . Se registra el barrido de ángulos del polarizador  $P$  con  $\lambda_1 = 90^\circ$  y  $\lambda_2 = 0^\circ$ .



Para esta geometría Zeeman, se tiene el mismo comportamiento de atenuación de componentes y por lo tanto de filtrado que su análogo  $\theta = +60^\circ$ , por tanto, sus patrones Zeeman poseen las simetrías ya mencionadas en configuraciones anteriores y los estados de polarización respetan el mismo comportamiento en sus tres parámetros espectrales ( $\sigma_+$ ,  $\pi$ ,  $\sigma_-$ ).

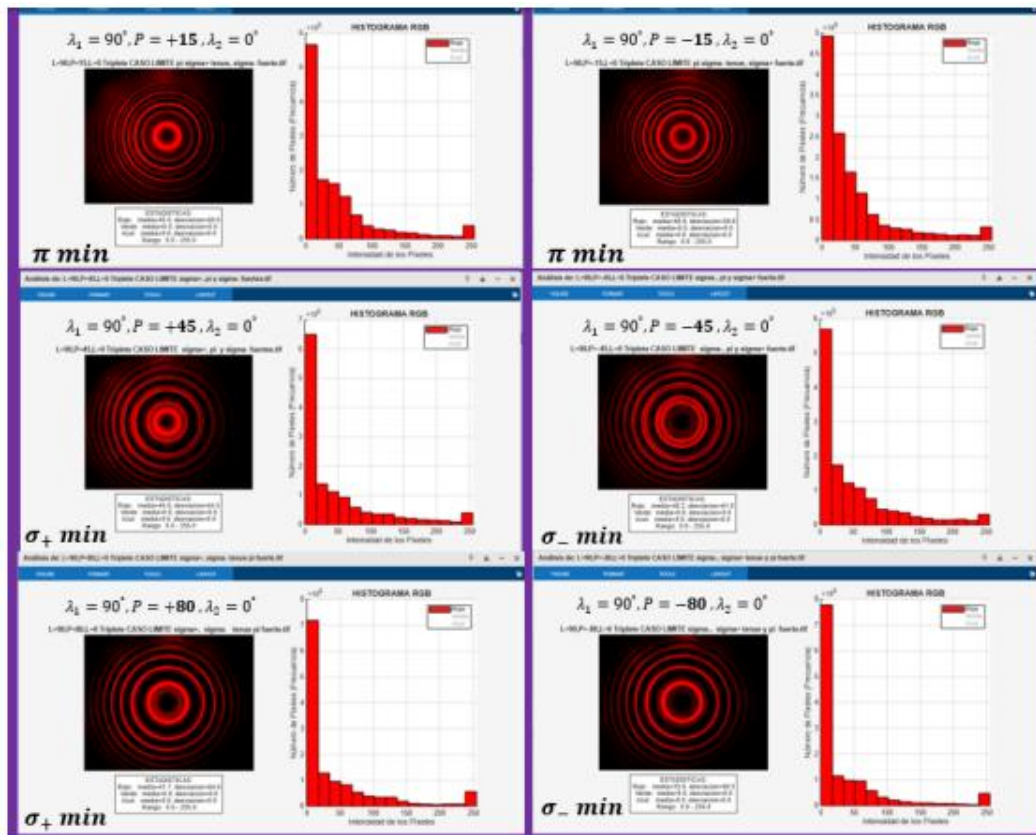
**Figura 46**

Perfiles de intensidad para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 15^\circ, \pm 45^\circ, \pm 80^\circ$ ) de atenuación en la rotación  $P$  para la configuración intermedia ( $\theta = -60^\circ$ ).



**Figura 47**

Histogramas para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 15^\circ, \pm 45^\circ, \pm 80^\circ$ ) de atenuación en la rotación  $P$  para la configuración intermedia ( $\theta = -60^\circ$ ).



### 3.1.5 Representación de los estados de polarización sobre la esfera de Poincaré.

Por convención y escritura se denomina la componente central del triplete como componente  $\pi$ , la componente externa como  $\sigma_+$  y la interna como  $\sigma_-$ , ya que en esta sección lo importante es representar los estados de polarización de las componentes espectrales sobre la esfera de Poincaré.

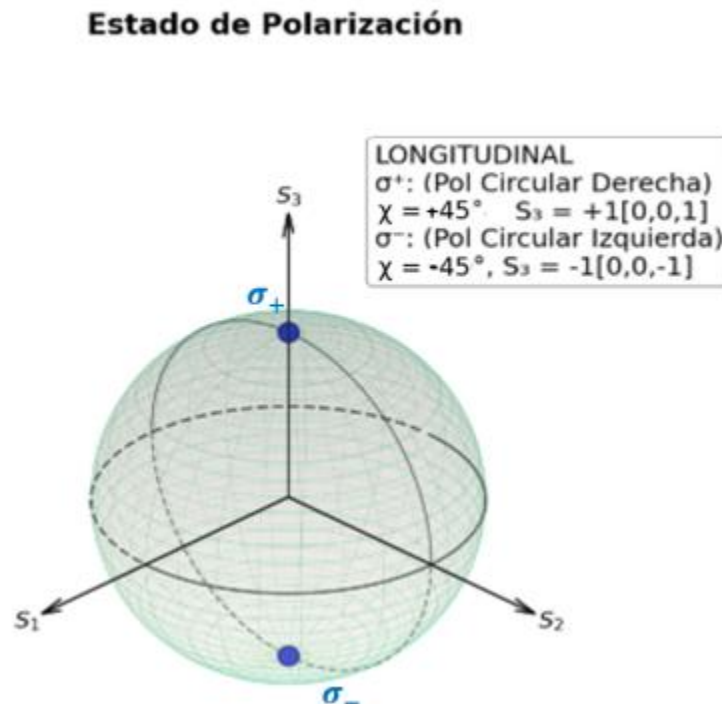
#### 3.1.5.1 Configuración longitudinal.

A partir de los ángulos registrados como críticos para una misma línea espectral (es decir en los casos que la línea se atenúa o aparece nuevamente en el patrón Zeeman) se calcula la elipticidad  $\chi$  haciendo el promedio entre el ángulo de atenuación y reaparición de dicha línea espectral. El método se fundamenta en que estos dos ángulos, separados definen la orientación de

la elipse de polarización. Por lo tanto, el ángulo de elipticidad se obtiene mediante el promedio. Por ejemplo, para la línea  $\sigma_+$  anteriormente registrada en la figura 24, que se atenúa a  $20^\circ$  y reaparece a  $70^\circ$  en el doblete de configuración longitudinal, el cálculo de su elipticidad es  $\chi = 45^\circ$ . Finalmente, para representar el estado de polarización en la esfera de Poincaré, se requiere calcular el azimut  $\psi$ . La conversión se realiza utilizando la relación fundamental  $\psi = 2\chi$  lo que permite ubicar directamente el punto correspondiente sobre la esfera de Poincaré, barriendo el rango de  $\psi$  desde  $-180^\circ$  hasta  $+180^\circ$ , a medida que  $\chi$  varía entre  $-90^\circ$  hasta  $+90^\circ$ . Esta metodología justifica las gráficas mostradas de los estados de polarización y se aplica de manera sistemática para caracterizar los estados de polarización elíptica de las componentes sigma y pi en todas las configuraciones estudiadas.

### Figura 48

*Estados de polarización circular para el doblete de la configuración Zeeman Longitudinal ( $\theta = 0^\circ$ ).*



### 3.1.5.2 Configuración transversal.

**Figura 49**

Estados de polarización lineal para el triplete de la configuración Zeeman Transversal ( $\theta = 90^\circ$ ).

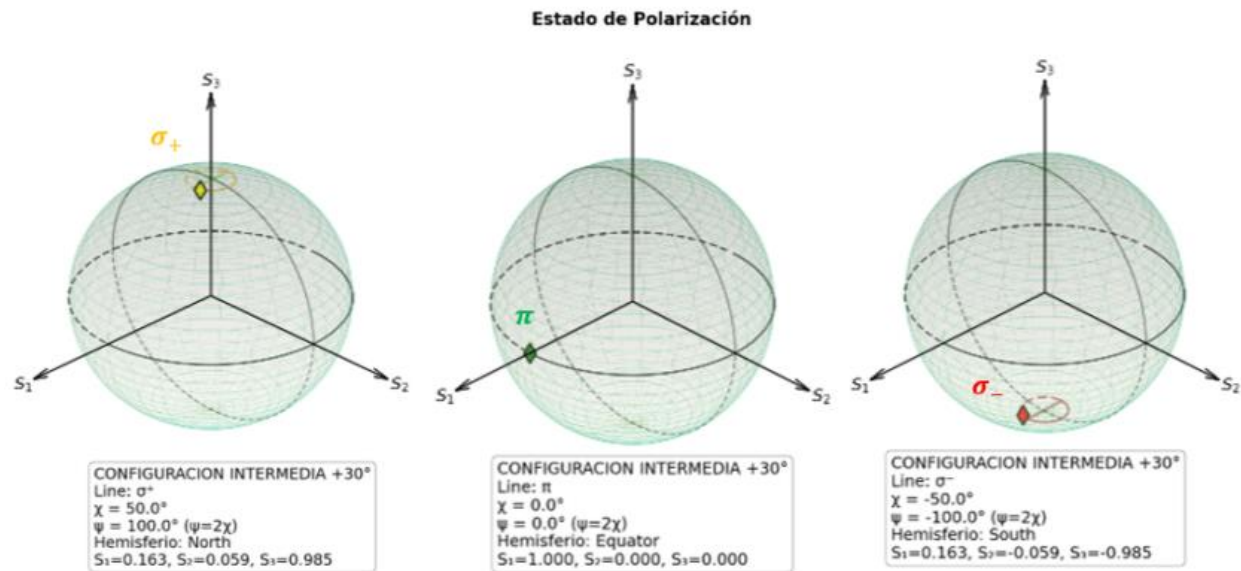


Los estados de polarización como corresponden a un triplete con polarización lineal, en donde las componentes sigmas poseen el mismo tipo de polarización vertical se grafican solapados, es decir una línea sobre la otra justo en el eje de coordenadas  $S_1$  negativo donde corresponde este tipo de polarización. Para la componente  $\pi$ , al tener una polarización ortogonal a las componentes sigmas (lineal horizontal) se ubica diametralmente opuestas sobre la esfera de Poincaré.

### 3.1.5.3 Configuración intermedia $\theta = +30^\circ$

**Figura 50**

Estados de polarización para el triplete de la configuración Zeeman Intermedia ( $\theta = +30^\circ$ ).



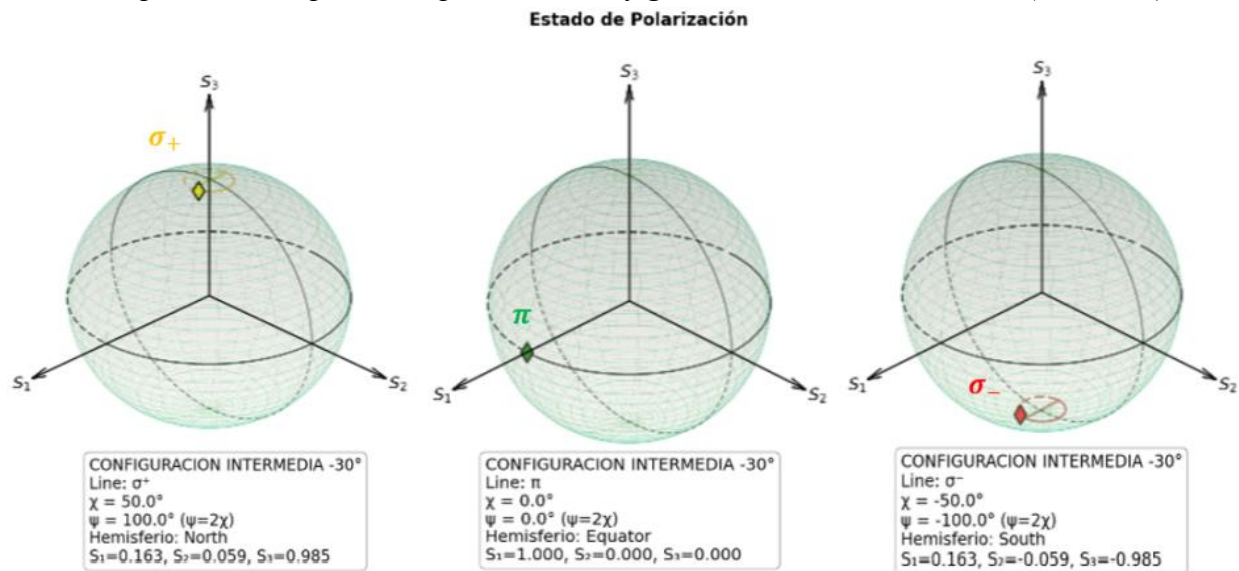
Respecto a los estados de polarización del triplete en esta configuración, se confirma que la componente central  $\pi$  mantiene una polarización lineal horizontal, consistente con lo observado en todas las configuraciones de comportamiento triplete. Para el cálculo de la elipticidad  $\chi = 0^\circ$  (polarización lineal), este valor por sí solo no determina la orientación espacial (horizontal o vertical) de la oscilación. El azimut  $\psi$ , que define la posición sobre el ecuador de la esfera de Poincaré, se calcula mediante la relación  $\psi = 2\chi$ . Entonces para  $\chi = 0^\circ$  se obtiene  $\psi = 0^\circ$ , que en la representación estándar de la esfera corresponde a polarización lineal horizontal, lo que es consistente (un punto en el ecuador de la esfera en el eje  $S_1$  positivo).

Respecto a las otras dos componentes sigmas, se observa que al poseer elipticidades ( $\chi \neq 0^\circ, \pm 45^\circ$ ) no exhiben un carácter lineal o circular, si no una naturaleza elíptica con sentido de rotación opuesto debido a que se encuentran en diferente hemisferio de la esfera.

### 3.1.5.4 Configuración intermedia $\theta = -30^\circ$

**Figura 51**

Estados de polarización para el triplete de la configuración Zeeman Intermedia ( $\theta = -30^\circ$ ).

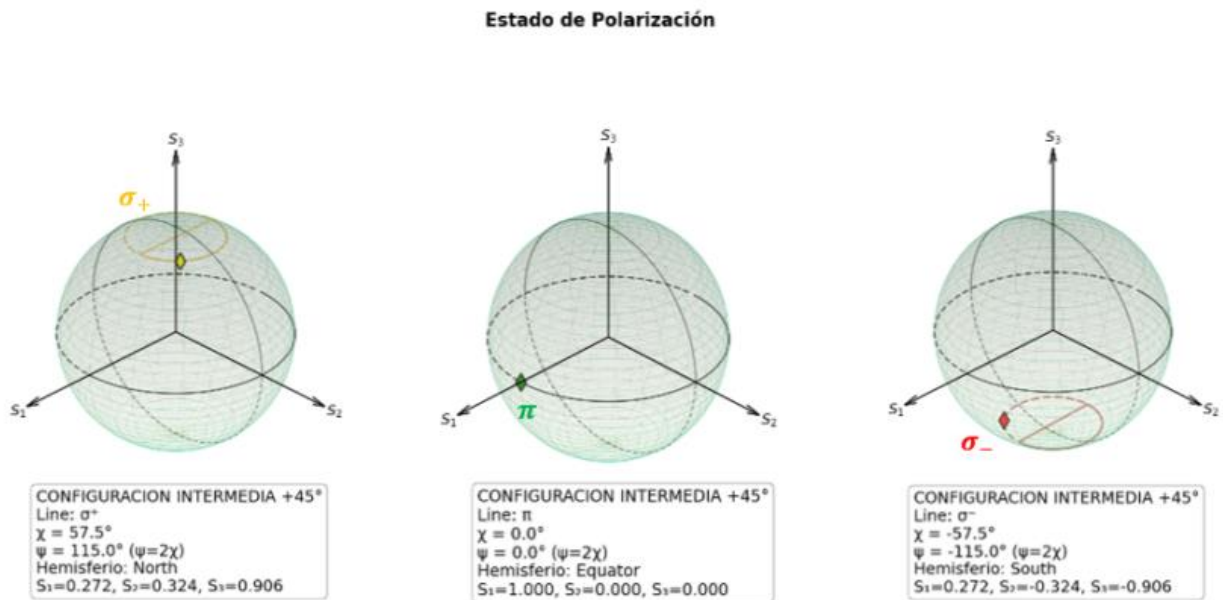


Los estados de polarización del triplete para la configuración intermedia  $\theta = -30^\circ$  son exactamente equivalentes a  $\theta = +30^\circ$ . El secreto para comprender la simetría vista, radica en el impacto de cambiar el signo de  $\theta$ , esto es igual a conservar la misma intensidad del campo, pero invertir la dirección de la componente transversal, como si se reflejara el sistema en un espejo. Esto no modifica las características fundamentales de la polarización de la luz emitida a lo largo del eje óptico. Los estados de polarización elíptica de las componentes sigma se mantienen iguales bajo esta transformación, tal cómo se evidencia experimentalmente en los datos de las imágenes obtenidas. En esencia, el sistema no puede distinguir físicamente entre  $(\theta)$  y  $(-\theta)$  en lo que tiene que ver al filtrado de polarización, ya que ambas configuraciones son imágenes especulares una de la otra, pero esto no afectan la conclusión principal sobre los estados de polarización como se representa sobre la esfera de Poincaré.

### 3.1.5.5 Configuración intermedia $\theta = +45^\circ$

**Figura 52**

Estados de polarización para el triplete de la configuración Zeeman Intermedia ( $\theta = +45^\circ$ ).

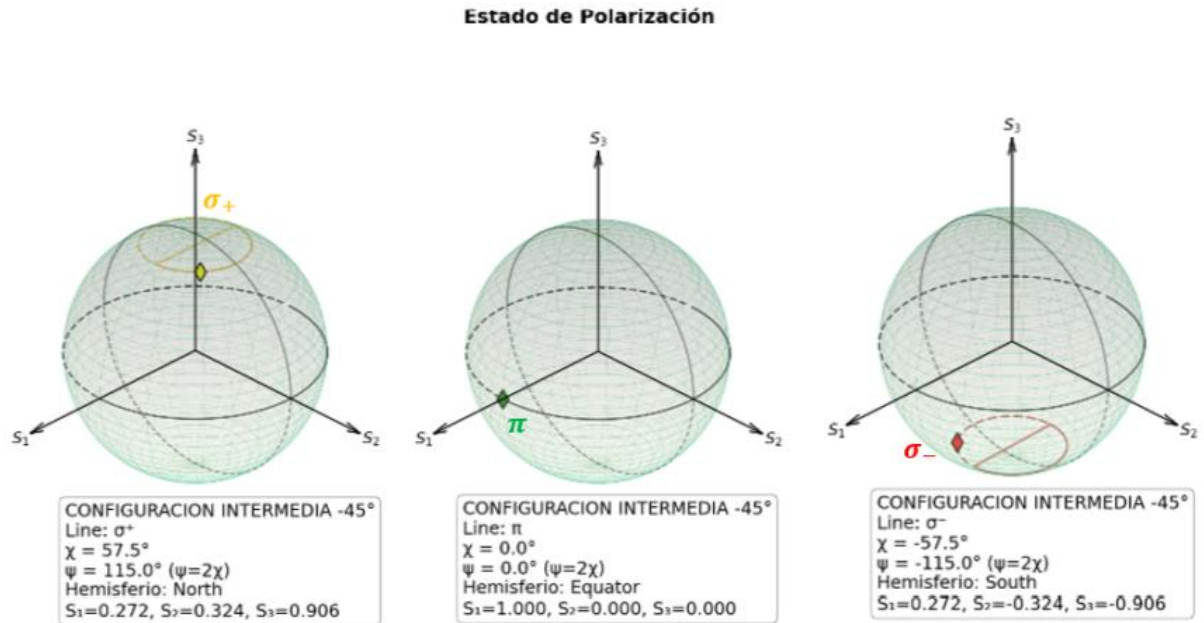


Los estados de polarización para esta geometría Zeeman muestran que la componente central  $\pi$  del triplete también presenta comportamiento lineal horizontal, y para los casos sigmas, se tienen polarizaciones elípticas, pero diferentes a las registradas en ( $\theta = \pm 30^\circ$ ) debido a una elipticidad de  $\chi = \pm 57,5^\circ$  que evidencia que bajo el barrido de posiciones en la geometría Zeeman se sigue teniendo elipticidad en los estados de polarización, pero no una elipticidad estática y homogénea, si no, por el contrario variable, que confirma la transición desde el lineal al circular en los estados de polarización dado el barrido de configuraciones Zeeman.

### 3.1.5.6 Configuración intermedia $\theta = -45^\circ$

**Figura 53**

Estados de polarización para el triplete de la configuración Zeeman Intermedia ( $\theta = -45^\circ$ ).

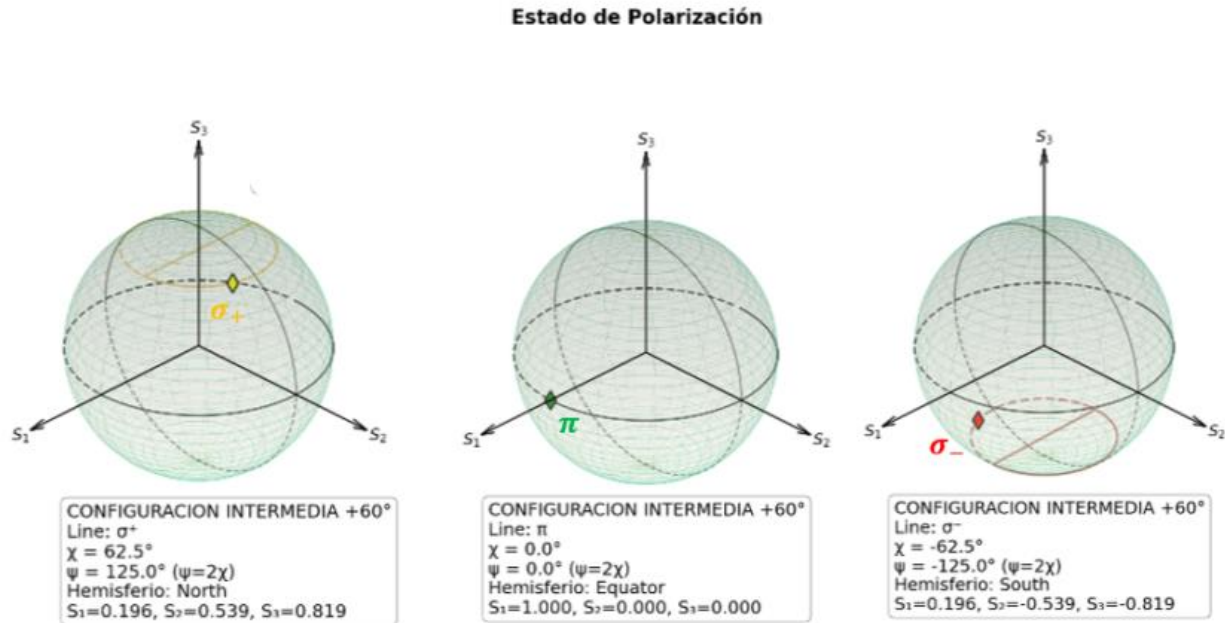


Lo relacionado a los estados de polarización bajo esta configuración de geometría, se analiza que corresponden en equivalencia al caso de configuración Zeeman  $\theta = +45^\circ$ , línea central del triplete con polarización lineal horizontal ( $\pi$ ) y componentes sigmas con polarizaciones elípticas idénticas a las del caso de geometría anterior  $\theta = +45^\circ$ .

### 3.1.5.7 Configuración intermedia $\theta = +60^\circ$

**Figura 54**

Estados de polarización para el triplete de la configuración Zeeman Intermedia ( $\theta = +60^\circ$ ).



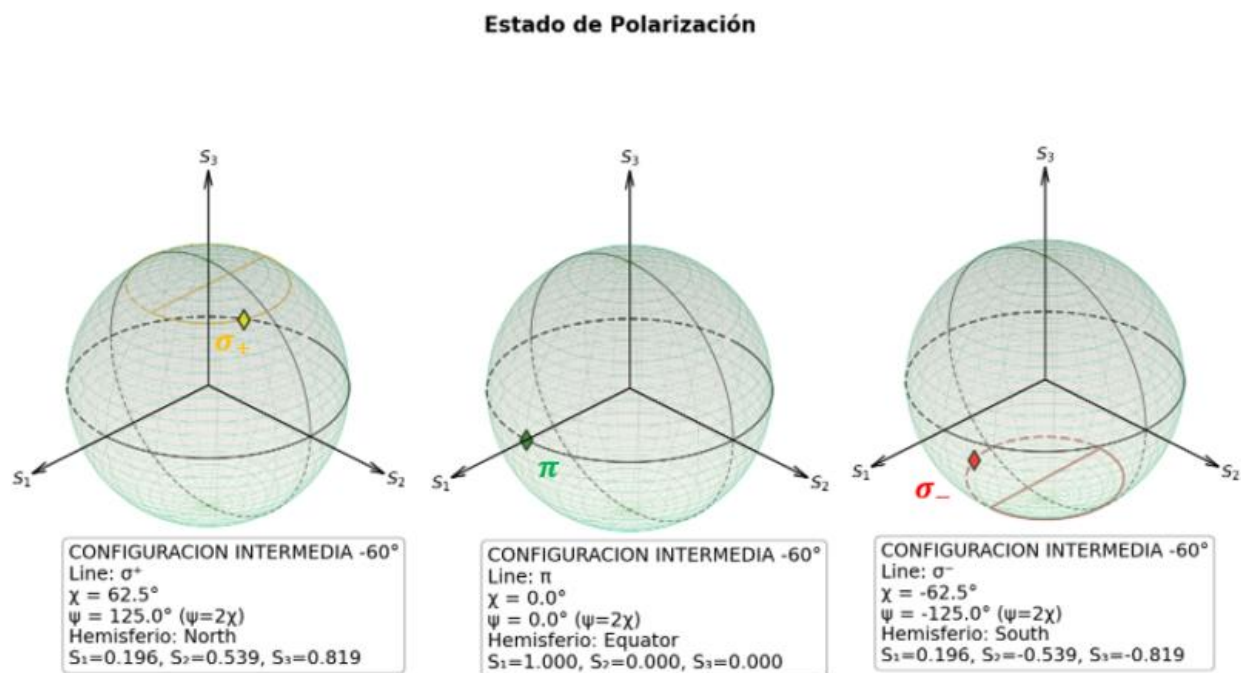
Los estados de polarización para la geometría Zeeman  $\theta = +60^\circ$  también corresponden a polarizaciones elípticas en sus componentes sigmas, con una elipticidad de  $\chi = 62,5^\circ$ . Esto termina de comprobar que en el barrido de configuraciones Zeeman desde el caso lineal a la circular, se obtienen polarizaciones elípticas variables a medida que se va realizando la rotación de la geometría entre el eje de la aplicación del campo y el eje de observación, a excepción de los casos lineal y circular de las configuraciones transversal y longitudinal respectivamente, siendo la componente central del triplete  $\pi$  como un ente de referencia en el triplete que a excepción de los casos  $\alpha = 0$  y ángulos cercanos al primer mínimo presente en cada caso, nunca se atenúa totalmente en la rotación de P, de manera que siempre se tiene ( $\sigma_+$  y  $\pi$ ) 'o ( $\sigma_-$  y  $\pi$ ), pero nunca solamente alguna componente sigma, a excepción del caso de configuración longitudinal en el que dichas componentes no poseen polarización elíptica si no circular.

También se da el caso que para todas las  $\sigma_+$  poseen polarización dextrógira debido a que se ubican en el hemisferio norte de la esfera de Poincaré en su representación como estado de polarización, mientras que para todas las  $\sigma_-$  que se ubican en el hemisferio sur de la esfera se tiene siempre polarización elíptica levógira.

### 3.1.5.8 Configuración intermedia $\theta = -60^\circ$

#### Figura 55

Estados de polarización para el triplete de la configuración Zeeman Intermedia ( $\theta = -60^\circ$ ).



Para esta geometría Zeeman, se tiene el mismo comportamiento de atenuación de componentes y por lo tanto de filtrado que su análogo  $\theta = +60^\circ$ , por tanto, sus patrones Zeeman poseen las simetrías ya mencionadas en configuraciones anteriores y los estados de polarización respetan el mismo comportamiento en sus tres parámetros espectrales ( $\sigma_+$ ,  $\pi$ ,  $\sigma_-$ ).

### 3.1.6 Transformaciones enantióginas en el estado de polarización.

Durante la caracterización experimental de los estados de polarización en el efecto Zeeman, se observa un comportamiento notable al rotar físicamente el sistema de bobinas en  $180^\circ$ .

Específicamente, para configuraciones longitudinales e intermedias ( $\theta = 0^\circ, \pm 30^\circ, \pm 45^\circ, \pm 60^\circ$ ), se

tiene que al rotar el sistema  $180^\circ$  alrededor del eje de observación, las componentes sigma menos ( $\sigma_-$ ) y sigma más ( $\sigma_+$ ) se intercambian en el patrón de atenuación.

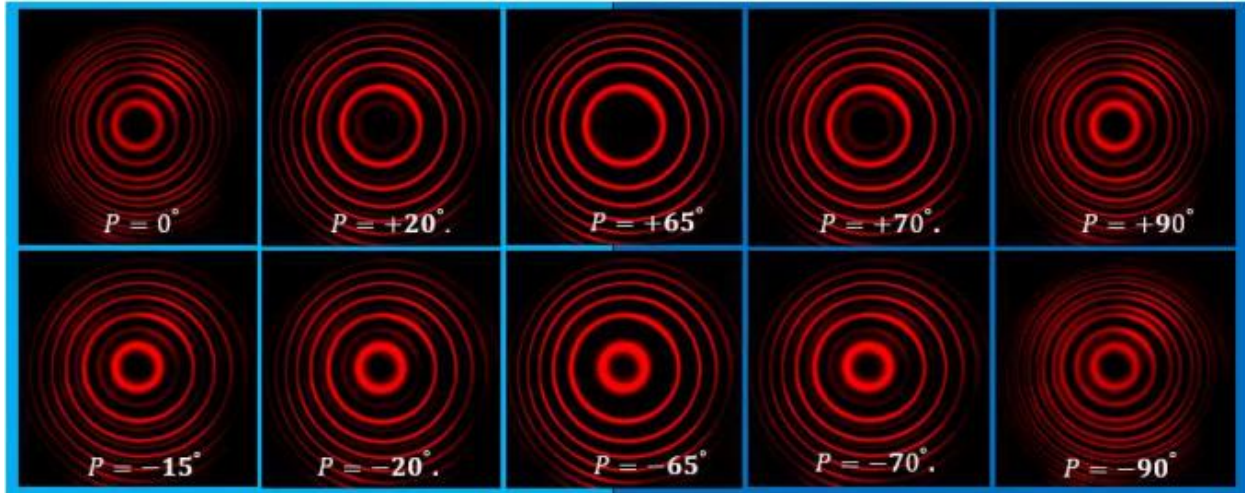
Este comportamiento puede explicarse mediante el concepto de estados enantióginas de polarización, recientemente caracterizados en la literatura (Salazar-Ariza & Torres, 2018). Dos estados de polarización se denominan enantióginas si poseen la misma orientación ( $\psi$ ) pero elipticidades ( $\chi$ ) opuestas. Matemáticamente, si un estado se representa en la esfera de Poincaré como  $S(2\psi, 2\chi)$ , su estado enantiógiro es  $S(2\psi, -2\chi)$ .

En el experimento, la rotación física de  $180^\circ$  del sistema de bobinas equivale a una transformación de paridad en el espacio, la cual induce una transformación enantiógiro en el estado de polarización. Concretamente, si el estado de polarización resultante en una orientación  $\theta$  es  $S(2\psi, 2\chi)$ , entonces al rotar el sistema  $180^\circ$  se obtiene el estado enantiógiro  $S(2\psi, -2\chi)$ . Esta afirmación se sustenta según Salazar-Ariza & Torres, 2018 en que una rotación de  $180^\circ$  en el retardador de fase (o en el sistema físico) puede corresponder a una inversión de la elipticidad en la esfera de Poincaré. En particular, para un retardador lineal, rotarlo  $180^\circ$  es equivalente a cambiar el signo de la elipticidad del estado de polarización resultante, lo que inmediatamente produce el estado enantiógiro. Para su justificación experimental, se muestran a continuación, los datos obtenidos en las mismas configuraciones ya trabajadas con su respectiva transformación de rotación  $+180^\circ$ .

### 3.1.6.1 Configuración Longitudinal ( $\theta = 0^\circ + 180^\circ$ )

#### Figura 56

Comportamiento del doblete en configuración longitudinal ( $\theta = 0^\circ + 180^\circ$ ). Se aplica el mismo campo magnético de  $B = 479[\text{mT}]$  que en la configuración longitudinal ( $\theta = 0^\circ$ ). Se registra el barrido de ángulos del polarizador  $P$  con  $\lambda_1 = 90^\circ$  y  $\lambda_2 = 0^\circ$ .



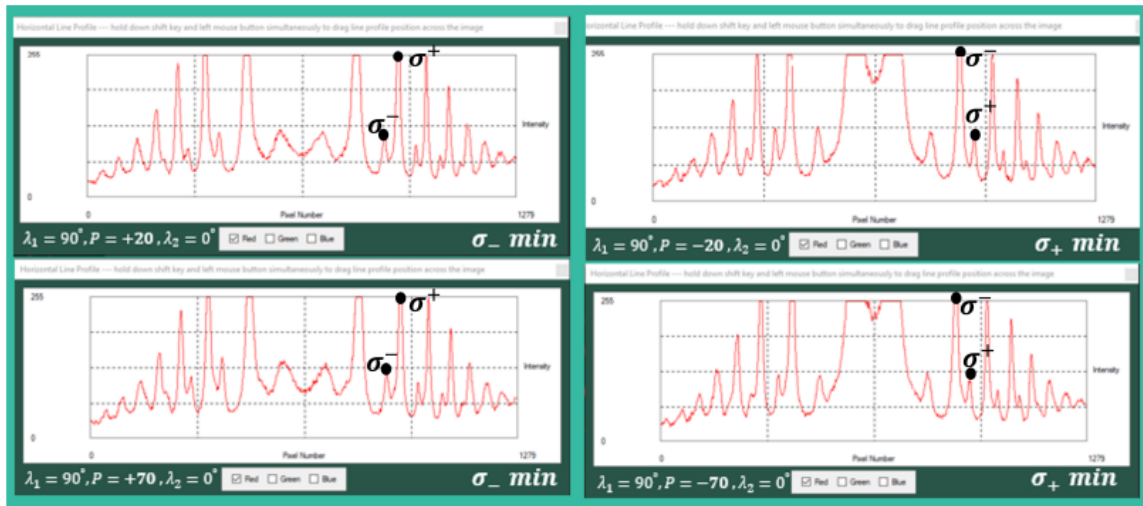
El análisis se estructura según el sentido de rotación.

**Tabla 9**Comportamiento del doblete en configuración  $\theta = 0 + 180^\circ$ .

<b>Rotaciones positivas</b>	
<b>Ángulo del polarizador [<math>\alpha</math>]</b>	<b>Observación</b>
0 a +15	Doblete de componentes sigma ( $\sigma_+$ y $\sigma_-$ ).
+20	Extinción de $\sigma_-$ (intensidad mínima).
+25 a +70	Solo se observa la componente $\sigma_+$ .
+75 a +90	Restauración del doblete ( $\sigma_-$ reaparece).
<b>Rotaciones negativas</b>	
<b>Ángulo del polarizador [<math>\alpha</math>]</b>	<b>Observación</b>
0 a -15	Doblete de componentes sigma ( $\sigma_+$ y $\sigma_-$ ).
-20	Extinción de $\sigma_+$ (intensidad mínima).
-25 a -70	Solo se observa la componente $\sigma_-$ .
-75 a -90	Restauración del doblete ( $\sigma_+$ reaparece).

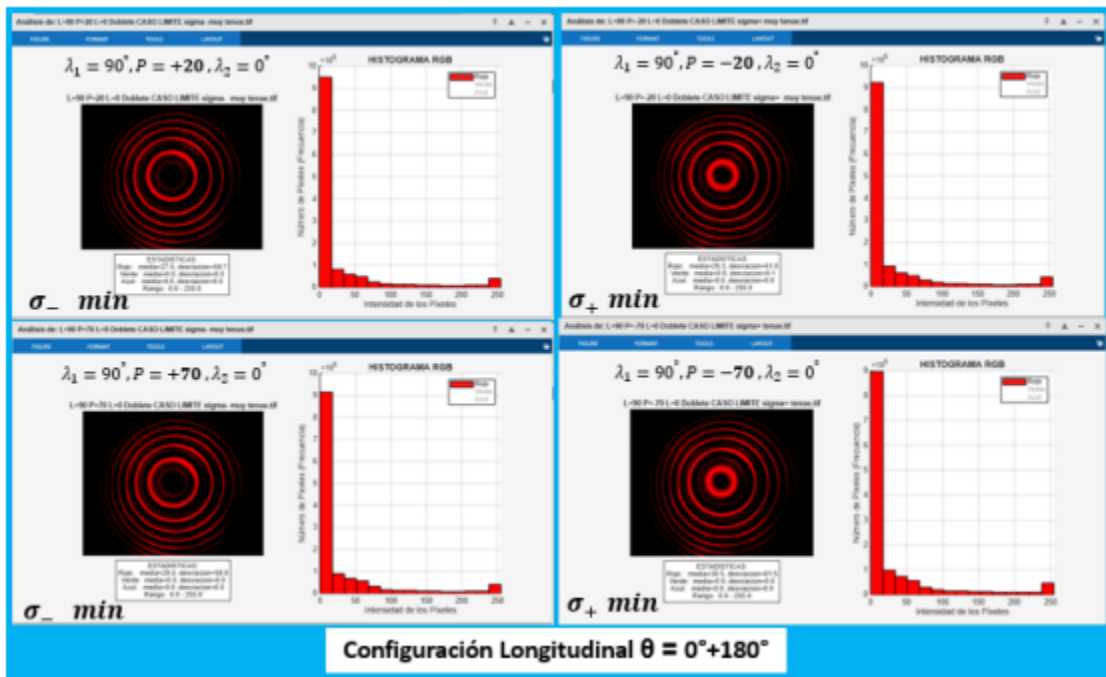
**Figura 57**

Perfiles de intensidad para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 70^\circ$ ) de atenuación en la rotación  $P$  para la configuración longitudinal ( $\theta = 0^\circ + 180^\circ$ ).



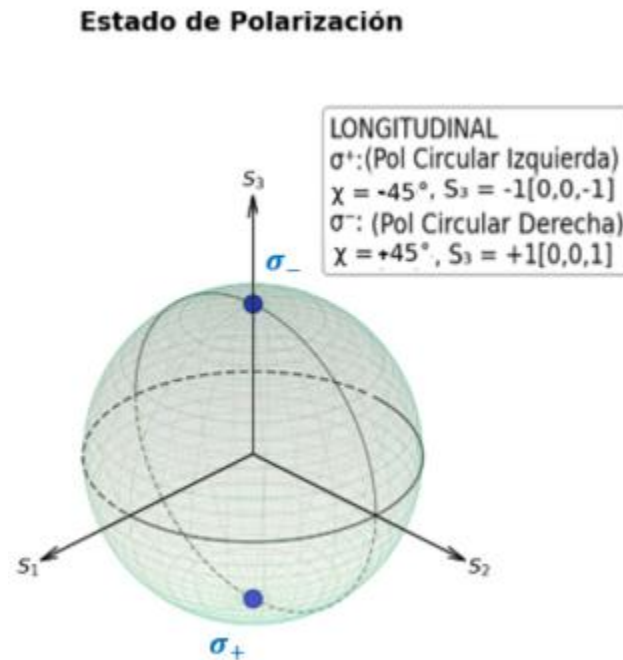
**Figura 58**

Histogramas para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 70^\circ$ ) de atenuación en la rotación  $P$  para la configuración Longitudinal ( $\theta = 0^\circ + 180^\circ$ ).



**Figura 59**

*Estados de polarización para el doblete de la configuración Zeeman Longitudinal ( $\theta = 0^\circ + 180^\circ$ ).*

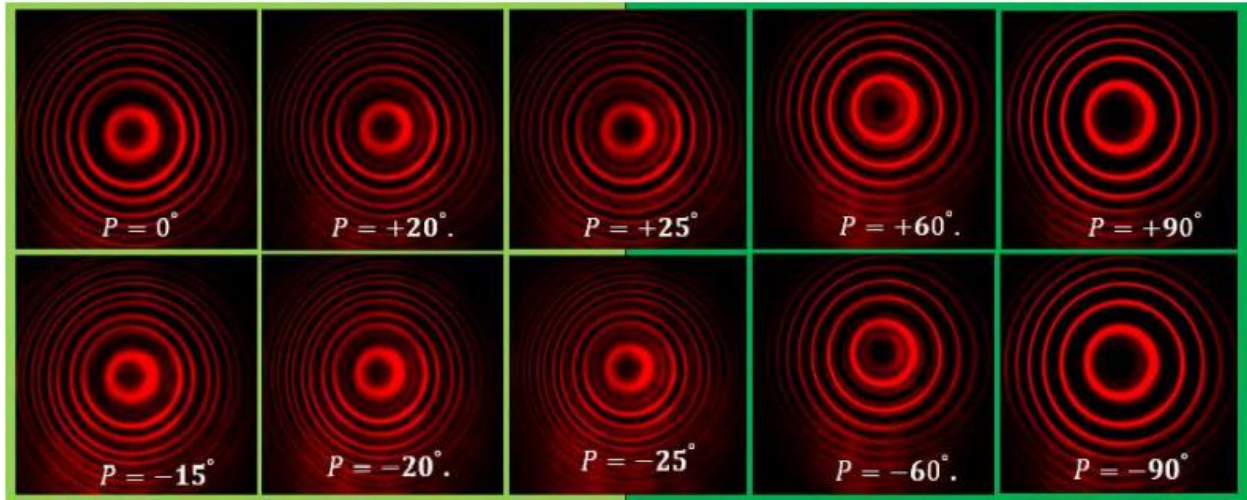


Este comportamiento espejo del patrón de atenuación para la configuración longitudinal entre ( $\theta = 0^\circ$ ) y ( $\theta = 0^\circ + 180^\circ$ ) es en esencia importante, porque muestra que la simetría física (rotación de  $180^\circ$ ) se manifiesta como una simetría en el espacio de polarización (transformación enantiógira) en donde en el caso longitudinal las componentes sigmas se encuentran intercambiadas de posición:  $\sigma^-$  en el polo norte de la esfera de Poincaré que posee polarización circular dextrógira y la componente  $\sigma_+$  con polarización circular levógiro estado que se ubica en el polo sur de la esfera. Demostrando experimentalmente su comportamiento como estados de polarización enantiógiros.

### 3.1.6.2 Configuración Transversal ( $\theta = 90^\circ + 180^\circ$ ).

#### Figura 60

Comportamiento del triplete en configuración transversal ( $\theta = 90^\circ + 180^\circ$ ). Se aplica el mismo campo magnético de  $B = 678[mT]$  que en la configuración transversal ( $\theta = 90^\circ$ ). Se registra el barrido de ángulos del polarizador  $P$  con  $\lambda_1 = 90^\circ$  y  $\lambda_2 = 0^\circ$ .



El análisis se estructura según el sentido de rotación

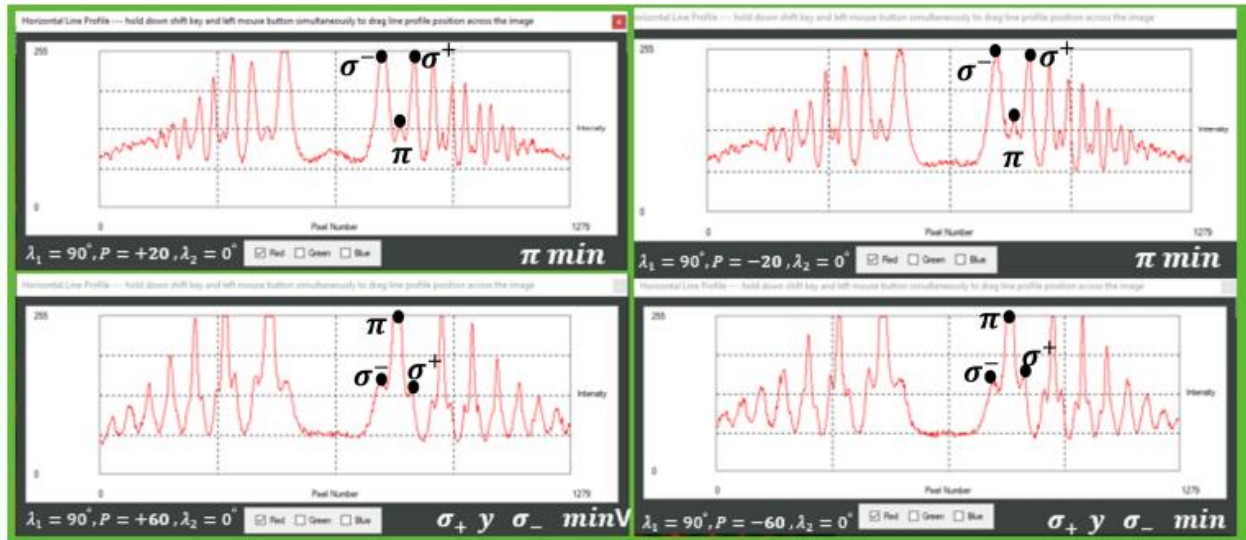
**Tabla 10**Comportamiento del triplete en configuración  $\theta = 90 + 180^\circ$ .

<b>Rotaciones positivas</b>	
<b>Ángulo del polarizador [<math>\alpha</math>]</b>	<b>Observación</b>
0 a +15	Doblete de componentes sigma ( $\sigma_+$ y $\sigma_-$ ).
+20	Aparición de $\pi$ formando triplete.
+25 a +60	Triplete ( $\sigma_+$ , $\pi$ , $\sigma_-$ ) con atenuación progresiva de sigmas.
+65 a +90	Solo se observa singlete $\pi$ con intensidad creciente.
<b>Rotaciones negativas</b>	
<b>Ángulo del polarizador [<math>\alpha</math>]</b>	<b>Observación</b>
0 a -15	Doblete de componentes sigma ( $\sigma_+$ y $\sigma_-$ ).
-20	Aparición de $\pi$ formando triplete.
-25 a -60	Triplete ( $\sigma_+$ , $\pi$ , $\sigma_-$ ) con atenuación progresiva de sigmas.
-65 a -90	Solo se observa singlete $\pi$ con intensidad creciente.

Es decir, el comportamiento es exactamente igual, el comportamiento espejo no se aprecia entre componentes donde ambas componentes sigma mantienen sus características independientemente de la rotación. Al realizar el filtrado de las componentes se permite atenuar la componente central pi, las componentes sigmas de manera simultánea, lo que es idéntico al caso de configuración transversal  $\theta = 90^\circ$ .

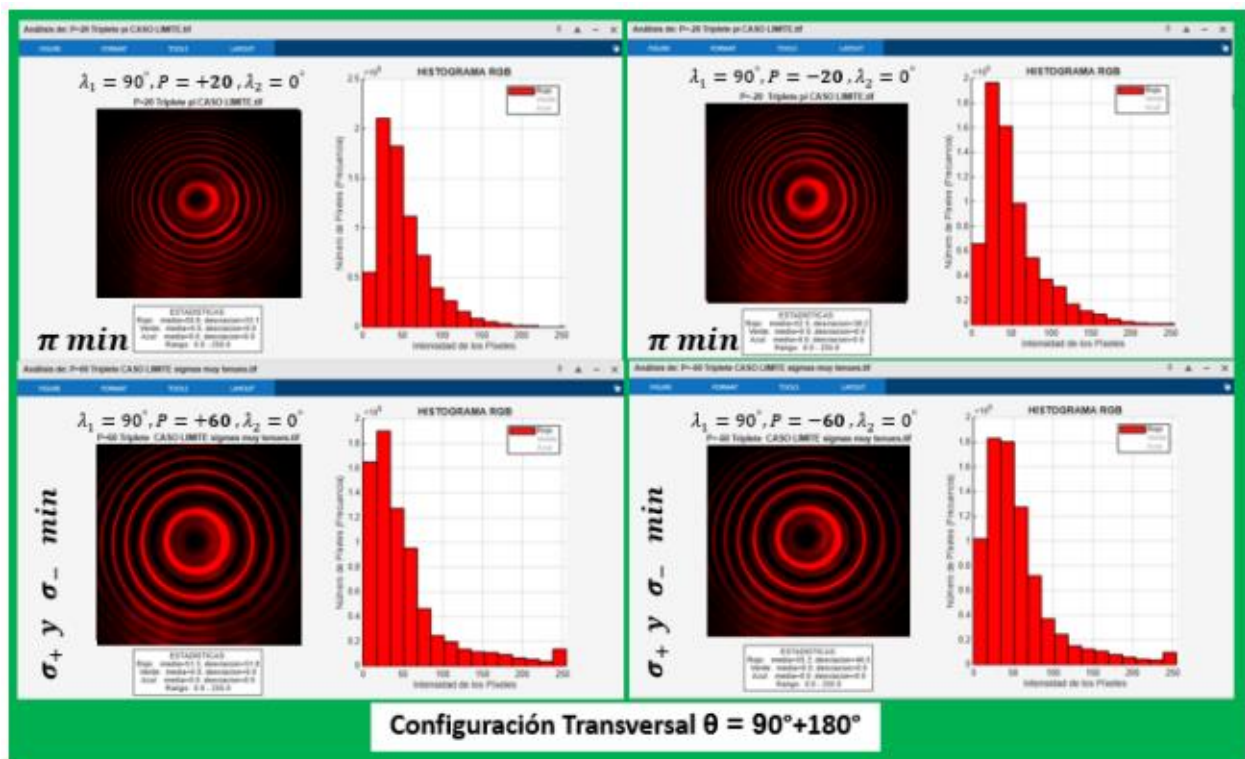
**Figura 61**

Perfiles de intensidad para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 60^\circ$ ) de atenuación en la rotación  $P$  para la configuración transversal ( $\theta = 90^\circ + 180^\circ$ ).



**Figura 62**

Histogramas para los ángulos críticos ( $\alpha = \pm 20^\circ, \pm 60^\circ$ ) de atenuación en la rotación  $P$  para la configuración Transversal ( $\theta = 90^\circ + 180^\circ$ ).



**Figura 63**

Estados de polarización para el triplete de la configuración Zeeman Transversal ( $\theta = 90^\circ + 180^\circ$ ).



El comportamiento enantiógiro de los estados de polarización se cumple para todas las configuraciones del efecto Zeeman normal (como se muestra más adelante) a excepción de la geometría transversal, porque en esta configuración los estados son lineales ( $\chi = 0$ ) y por tanto al tener polarización lineal ortogonal entre componentes son sus propios estados enantiógiros.

A continuación, se presentan los resultados experimentales correspondientes a las configuraciones intermedias de la geometría Zeeman sometidas a la transformación  $\theta \rightarrow \theta + 180^\circ$ , enfocándose en la evolución del patrón de anillos conforme se filtran sus componentes espectrales y en la representación de sus estados de polarización sobre la esfera de Poincaré. Si bien los patrones de intensidad y sus histogramas asociados constituyeron el criterio fundamental para una toma objetiva de datos verificando, por ejemplo, el contraste ideal en las imágenes, estos no se incluyen en la presente sección. Su propósito principal fue validar la metodología de medición, garantizando que la determinación de los estados de polarización no estuviera sujeta a

apreciaciones subjetivas, pero el objetivo aquí es analizar el comportamiento enantiógiro de dichos estados en su representación sobre la esfera de Poincaré.

3.1.6.3 Configuración Intermedia ( $\theta = \pm 30^\circ + 180^\circ$ )

Figura 64

Comportamiento del triplete en configuración intermedia ( $\theta = \pm 30^\circ + 180^\circ$ ). Se aplica el mismo campo magnético de  $B = 678[mT]$  que en las configuraciones intermedias ( $\theta = \pm 30^\circ$ ). Se registra el barrido de ángulos del polarizador  $P$  con  $\lambda_1 = 90^\circ$  y  $\lambda_2 = 0^\circ$ .

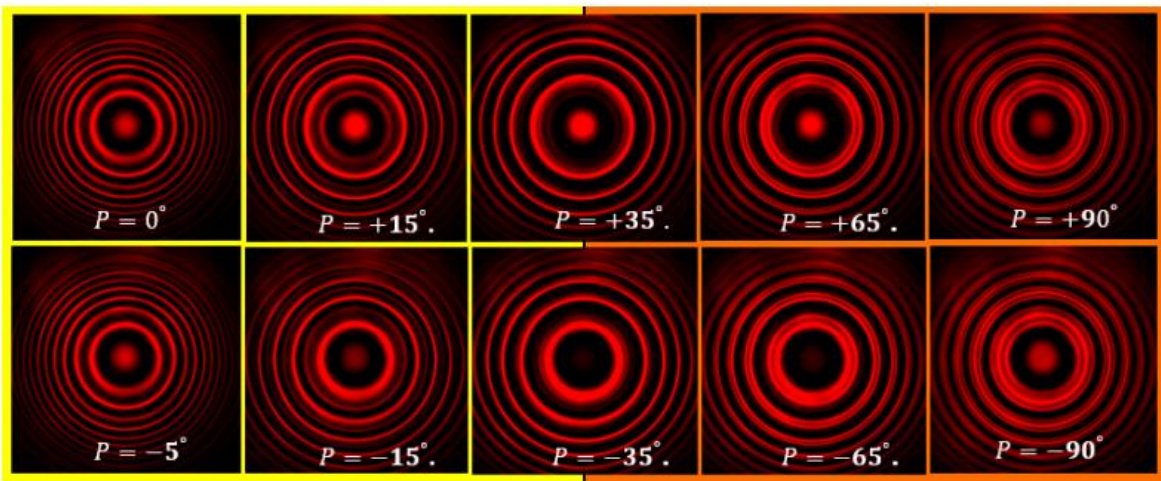
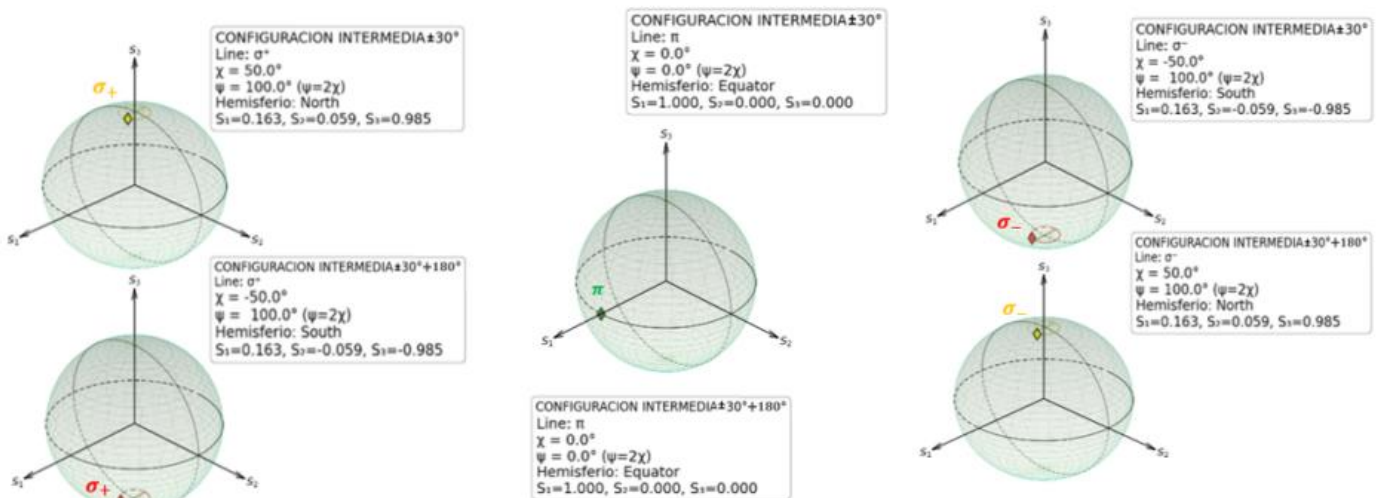


Figura 65

Estados de polarización enantiógiros para la configuración Zeeman intermedia ( $\theta = \pm 30^\circ + 180^\circ$ ).



Estados de polarización Enantiógiros ( $\theta = \pm 30^\circ + 180^\circ$ )

**Tabla 11**

Simetría de estados de polarización para las componentes  $\sigma_+$  y  $\sigma_-$  configuración intermedia  $\theta = \pm 30^\circ + 180^\circ$ .

Componente $\sigma_+$			
Configuración $\theta$	Polarización	Elipticidad $\chi$	Azimut $\psi$
$\pm 30^\circ$	Elíptica dextrógira (Norte)	$+50^\circ$	$+100^\circ$
$\pm 30^\circ + 180^\circ$	Elíptica levógira (Sur)	$-50^\circ$	$+100^\circ$
Componente $\sigma_-$			
Configuración $\theta$	Polarización	Elipticidad $\chi$	Azimut $\psi$
$\pm 30^\circ$	Elíptica levógira (Sur)	$-50^\circ$	$+100^\circ$
$\pm 30^\circ + 180^\circ$	Elíptica dextrógira (Norte)	$+50^\circ$	$+100^\circ$

Lo cual confirma que se corresponde a estados de polarización enantiógiros debido a que poseen la misma orientación azimutal ( $\psi$ ) pero elipticidades opuestas ( $\chi$ ). Respecto a la componente central  $\pi$  al poseer elipticidad  $\chi = 0^\circ$  y por lo tanto azimut de  $\psi = 0^\circ$  característica de una polarización lineal corresponde a su propio estado enantiógiro como en el caso de las tres componentes polarizadas linealmente en el caso transversal. Esta justificación es válida para la componente  $\pi$  en las demás posiciones intermedias.

3.1.6.4 Configuración Intermedia ( $\theta = \pm 45^\circ + 180^\circ$ )

Figura 66

Comportamiento del triplete en configuración intermedia ( $\theta = \pm 45^\circ + 180^\circ$ ). Se aplica el mismo campo magnético de  $B = 678[mT]$  que en las configuraciones intermedias ( $\theta = \pm 45^\circ$ ). Se registra el barrido de ángulos del polarizador  $P$  con  $\lambda_1 = 90^\circ$  y  $\lambda_2 = 0^\circ$ .

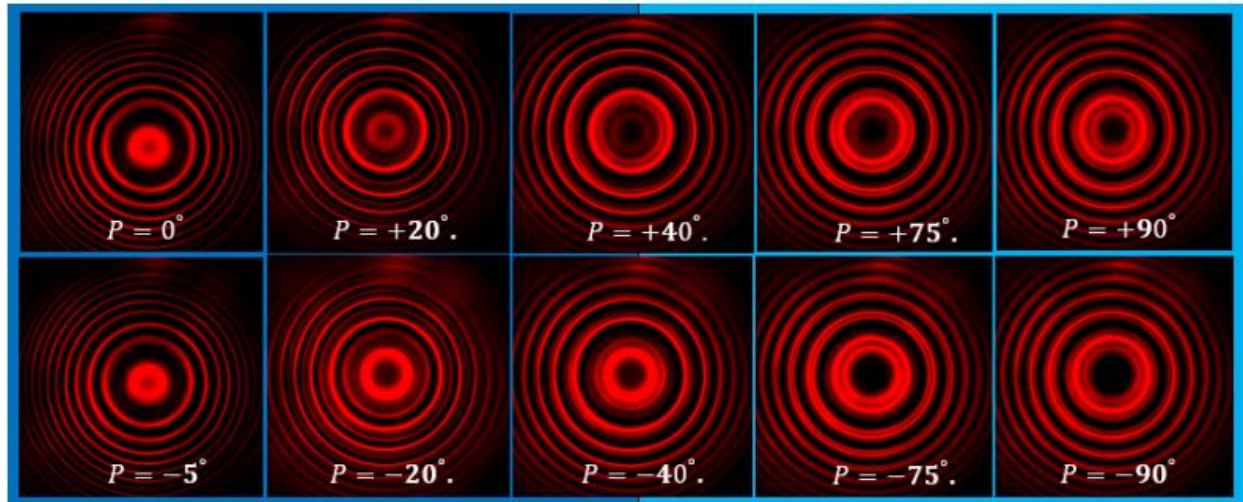
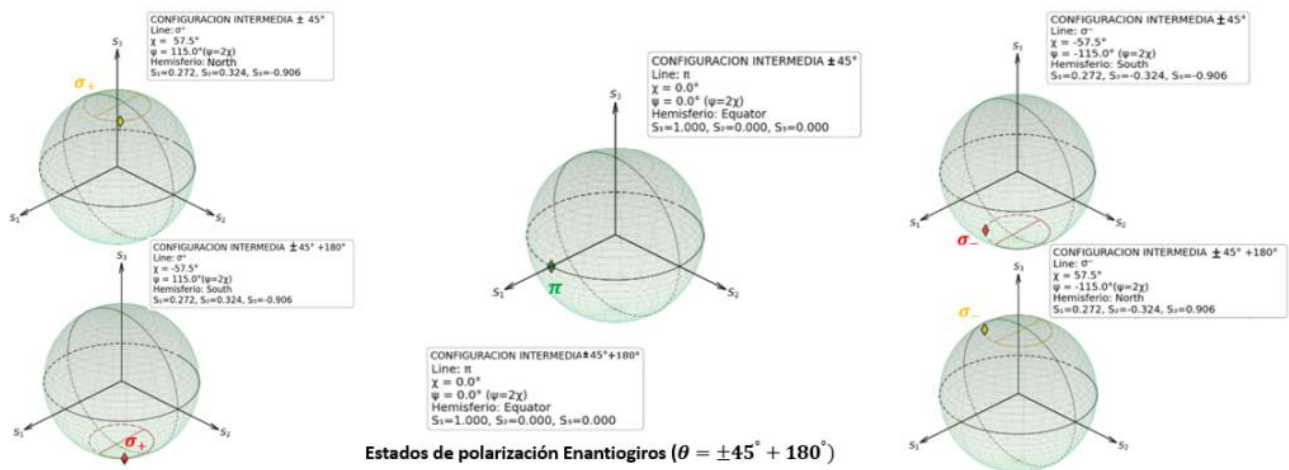


Figura 67

Estados de polarización enantiógiros para la configuración Zeeman intermedia ( $\theta = \pm 45^\circ + 180^\circ$ ).



**Tabla 12**

Simetría de estados de polarización para las componentes  $\sigma_+$  y  $\sigma_-$  configuración

intermedia  $\theta = \pm 45^\circ + 180^\circ$ .

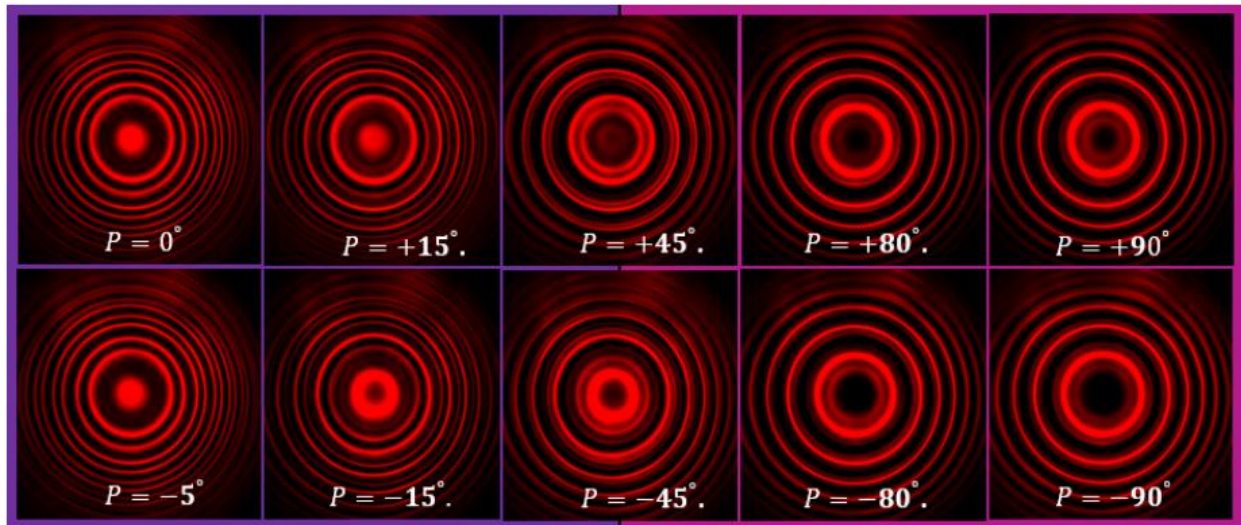
Componente $\sigma_+$			
Configuración $\theta$	Polarización	Elipticidad $\chi$	Azimut $\psi$
$\pm 45^\circ$	Elíptica dextrógira (Norte)	$+57,5^\circ$	$+115^\circ$
$\pm 45^\circ + 180^\circ$	Elíptica levógira (Sur)	$-57,5^\circ$	$+115^\circ$
Componente $\sigma_-$			
Configuración $\theta$	Polarización	Elipticidad $\chi$	Azimut $\psi$
$\pm 45^\circ$	Elíptica levógira (Sur)	$-57,5^\circ$	$-115^\circ$
$\pm 45^\circ + 180^\circ$	Elíptica dextrógira (Norte)	$+57,5^\circ$	$-115^\circ$

Lo cual confirma que se corresponde a estados de polarización enantiógiros debido a que cumple el criterio de tener la misma orientación azimutal ( $\psi$ ) pero elipticidades opuestas ( $\chi$ ).

3.1.6.5 Configuración Intermedia ( $\theta = \pm 60^\circ + 180^\circ$ ).

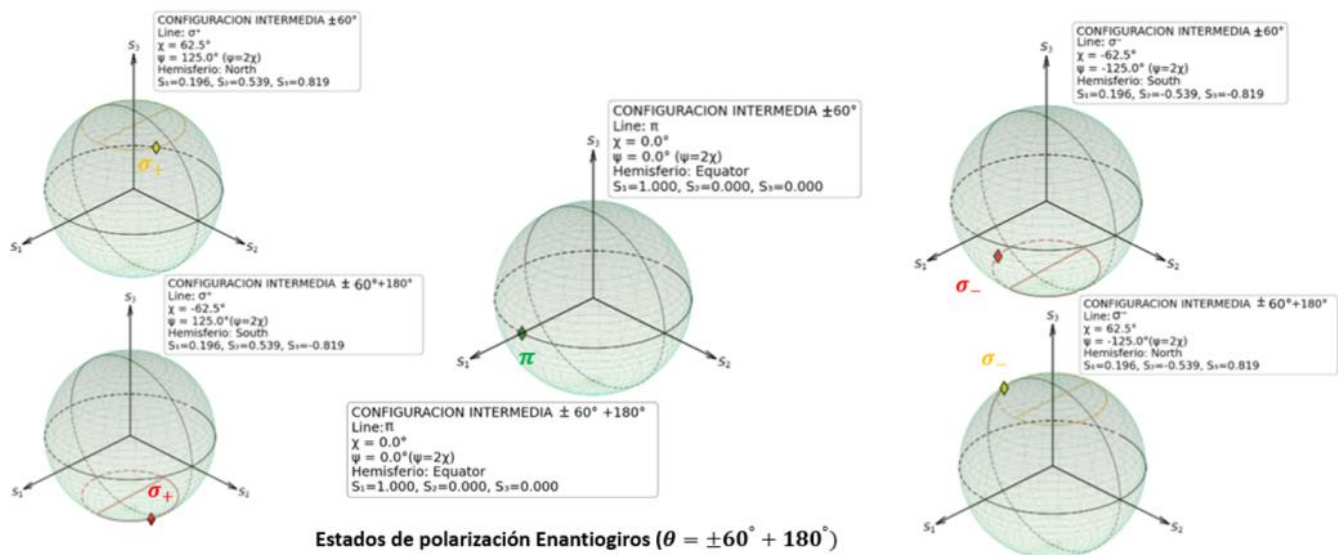
**Figura 68**

Comportamiento del triplete en configuración intermedia ( $\theta = \pm 60^\circ + 180^\circ$ ). Se aplica el mismo campo magnético de  $B = 678[mT]$  que en las configuraciones intermedias ( $\theta = \pm 60^\circ$ ). Se registra el barrido de ángulos del polarizador  $P$  con  $\lambda_1 = 90^\circ$  y  $\lambda_2 = 0^\circ$ .



**Figura 69**

Estados de polarización enantiógiros para la configuración Zeeman intermedia ( $\theta = \pm 60^\circ + 180^\circ$ ).



**Tabla 13**

Simetría de estados de polarización para las componentes  $\sigma_+$  y  $\sigma_-$  configuración

intermedia  $\theta = \pm 60^\circ + 180^\circ$ .

Componente $\sigma_+$			
Configuración $\theta$	Polarización	Elipticidad $\chi$	Azimut $\psi$
$\pm 60^\circ$	Elíptica dextrógira (Norte)	$+62,5^\circ$	$+125^\circ$
$\pm 60^\circ + 180^\circ$	Elíptica levógira (Sur)	$-62,5^\circ$	$+125^\circ$
Componente $\sigma_-$			
Configuración $\theta$	Polarización	Elipticidad $\chi$	Azimut $\psi$
$\pm 60^\circ$	Elíptica levógira (Sur)	$-62,5^\circ$	$-125^\circ$
$\pm 30^\circ + 180^\circ$	Elíptica dextrógira (Norte)	$+62,5^\circ$	$-125^\circ$

Lo cual confirma que se corresponde a estados de polarización enantiógiros debido a que poseen la misma orientación azimutal ( $\psi$ ) pero elipticidades opuestas ( $\chi$ ).

El análisis fundamental de estos estados de polarización enantiógiros se basa en una rotación espacial  $180^\circ$ , es decir está presente una transformación de paridad. La rotación del sistema experimental implementa una operación de paridad en el espacio físico, ya que es como si las componentes ( $x, y, z$ ) del sistema de referencia se transformarían a  $(-x, -y, z)$ , entonces hay una inversión en todas las componentes a excepción de la componente de observación  $z$  (Jackson, 1999). Esta operación de paridad espacial se traduce en una transformación enantiógira en la esfera de Poincaré al momento de representar los estados de polarización que actúan preferencialmente con  $\sigma_+$  y  $\sigma_-$  debido a que poseen polarizaciones con diferentes sentidos de rotación (derecha e izquierda), esto no sucede con polarizaciones lineales ya que la componente  $\pi$  es su propio estado enantiógiro al poseer elipticidad  $\chi$  nula, entonces un estado de polarización lineal  $S(2\psi, 2\chi = 0)$  es

decir  $S(2\psi, 0)$  tendrá su estado enantiógiro  $S(2\psi, -0)$  que corresponde al mismo estado de polarización  $S(2\psi, 0)$ . Finalmente es posible afirmar que el efecto Zeeman normal proporciona una observación experimental de esta teoría, mostrando como las rotaciones físicas del sistema inducen transformaciones enantiógiras que se manifiestan en los estados de polarización de las líneas espectrales con una clara representación geométrica observable cuando se muestran en el espacio de polarizaciones como lo es la esfera de Poincaré.

### ***3.2 Trabajo prospectivo***

- La caracterización del comportamiento de los estados de polarización en el efecto Zeeman, desarrollada en este trabajo, sugiere que el análisis polarimétrico podría complementar los modelos de radiación utilizados en el estudio de las aplicaciones del fenómeno. Al relacionar los estados de polarización medidos con transiciones atómicas específicas, sería posible inferir tanto el modelo de radiación más adecuado para su tratamiento como aspectos de la composición elemental en fuentes emisoras.
- Esta aproximación ampliaría el alcance de las aplicaciones actuales del efecto Zeeman, que tradicionalmente se han centrado en la estimación de campos magnéticos mediante el desdoblamiento espectral, incorporando ahora información adicional sobre la geometría del campo y los elementos presentes. De esta forma, se contribuiría a un diagnóstico más completo de objetos astronómicos y plasmas magnetizados, enriqueciendo las herramientas de análisis disponibles en espectroscopía de alta precisión.
- Parte de este trabajo fue presentado en el duodécimo Encuentro Ibero Americano de Óptica (RIAO- OPTILAS) llevado a cabo en la ciudad de Santa Cruz de la Sierra, Bolivia el día 18 de noviembre 2025.

### Conclusiones

- Con el uso del polarímetro ThorlabsPAX5710/5720 se mide la polarización de la fuente de Cadmio y se determina que es no polarizada. Este resultado es relevante para el experimento Zeeman, ya que garantiza que cualquier polarización medida posteriormente no se debe a una polarización propia de la fuente.
- Se verifica que en las configuraciones intermedias estudiadas del Efecto Zeeman normal la polarización es elíptica.
- Se muestra que mediante un sistema compuesto por dos láminas retardadoras de fase y un polarizador se logra filtrar las componentes espectrales  $\sigma_{\pm}$  en las configuraciones intermedias del efecto Zeeman normal. Se observa que el comportamiento de la polarización en la componente  $\sigma_{+}$  es dextrógiro mientras que en la componente  $\sigma_{-}$  es levógiro.
- En las configuraciones intermedias del efecto Zeeman normal, se observa comportamiento de estados de polarización enantiógiros para las componentes espectrales  $\sigma_{+}$  y  $\sigma_{-}$ .

**Referencias Bibliográficas**

- Azzam, R. M. A. (2000). Poincaré sphere representation of the fixed-polarizer rotating-retarder optical system. *Journal of the Optical Society of America A*, 17, 2105–2107.  
<https://doi.org/10.1364/JOSAA.17.002105>.
- Asensio Ramos, A., Trujillo Bueno, J., & Landi Degl'Innocenti, E. (2008). Advanced forward modeling and inversion of stokes profiles resulting from the joint action of the hanle and zeeman effects. *The Astrophysical Journal*, 683(1), 542.
- Arabatzis, T. (1992). The discovery of the zeeman effect: A case study of the interplay between theory and experiment. *Studies in History and Philosophy of Science Part A*, 23(3), 365–388.
- Bohr, N. (1914). LIX. On the effect of electric and magnetic fields on spectral lines. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 27(159), 506–524.
- Born, M., & Wolf, E. (2019). *Principles of optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light* (7th ed.). Cambridge University Press.
- Bransden, B. H., & Joachain, C. J. (2003). *Physics of atoms and molecules* (2nd ed.). Prentice Hall.

- Brosseau, C. (1998). *Fundamentals of polarized light: A statistical optics approach*. Wiley-Interscience.
- Cakir, S., Hamid, R., Cetintas, M., Cakir, G., & Sen, O. (2012). Sensing of RF magnetic fields using Zeeman splitting of double radiocortical resonance and a new approach to helmholtz coil calibrations. *IEEE Sensors Journal*, 12(7), 2465–2473.
- Candler, C. (1937). *Atomic spectra and the vector model (Vol. 2)*. CUP Archive.
- Collett, E. (2005). *Polarized light in fiber optics*. SPIE Press.
- Crutcher, R. M., & Kemball, A. J. (2019). Review of zeeman effect observations of regions of star formation. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 6, 66.
- Demtröder, W. (2015). *Atoms, molecules and photons: An introduction to atomic-, molecular- and quantum-physics (3rd ed.)*. Springer.
- Foot, C. J. (2005). *Atomic physics*. Oxford University Press.
- Friedrich, B. (1993). The early history of quantum electronics: The zeeman effect. *American Journal of Physics*, 61(12), 1089–1094.
- Garn, W. B., Caird, R. S., Thomson, D. B., & Fowler, C. M. (1966). Technique for measuring

megagauss magnetic fields using zeeman effect. *Review of Scientific Instruments*, 37(6), 762–767.

Gil Pérez, J. J., & Arnal Gil, P. M. (1991). El modelo de la esfera de Poincaré: Representación de medios materiales. *Zubía*, (9), 9–17.

Goldstein, D. H. (2017). *Polarized light*. CRC press.

Greenberger, D. H. (2009). *Compendium of quantum physics*. Springer.

Griffiths, D. J. (2018). *Introduction to quantum mechanics (3rd ed.)*. Cambridge University Press.

Halliday, D., & Resnick, R. (s.f.). *Basic concepts in relativity and early quantum theory (2nd ed.)*. John Wiley & Sons.

He, W.-H., Park, C. J., Byun, S., Tan, D., Lin, C. Y., & Chee, W. (2020). Evaluating the relationship between tooth color and enamel thickness, using twin flash photography, cross-polarization photography, and spectrophotometer. *Journal of Esthetic and Restorative Dentistry*, 32(1), 91–101.

Hecht, E. (2017). *Optics (5th ed.)*. Pearson.

Hernández Cely, C. E. (2024). Estudio de la coherencia y grado de polarización [Tesis de pregrado, Universidad Industrial de Santander].

Jackson, J. D. (1999). *Classical electrodynamics* (3rd ed.). John Wiley & Sons.

Kox, A. J. (1997). The discovery of the electron: II. the zeeman effect. *European Journal of Physics*, 18(3), 139.

Kuwahata, A., Kitaizumi, T., Saichi, K., Sato, T., Igarashi, R., Ohshima, T., Masuyama, Y., Iwasaki, T., Hatano, M., Jelezko, F., et al. (2020). Magnetometer with nitrogen-vacancy center in a bulk diamond for detecting magnetic nanoparticles in biomedical applications. *Scientific Reports*, 10(1), 2483.

Landi Degl'Innocenti, E. (2014). Angular momentum and Racah algebra. En *Atomic Spectroscopy and Radiative Processes* (pp. 31–87). Springer.

Landi Degl'Innocenti, E., & Landolfi, M. (2004). *Polarization in spectral lines*. Kluwer Academic Publishers.

Lanman, D., Wetzstein, G., Hirsch, M., Heidrich, W., & Raskar, R. (2011). Polarization fields: Dynamic light field display using multi-layer LCDs. En *Proceedings of the 2011 SIGGRAPH Asia Conference* (pp. 1–10).

Lorentz, H. A. (1916). *The theory of electrons and its applications to the phenomena of light and radiant heat* (2nd ed.). B. G. Teubner.

Lorentz, H. A. (1937). *Versuch einer Theorie der electrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern*. Springer.

Meschede, D. (2017). *Optics, light and lasers: The practical approach to modern aspects of photonics and laser physics* (3rd ed.). Wiley-VCH.

Morioka, T., Awaji, Y., Ryf, R., Winzer, P., Richardson, D., & Poletti, F. (2012). Enhancing optical communications with brand new fibers. *IEEE Communications Magazine*, 50(2), s31–s42.

Oelsner, G., Schultze, V., IJsselsteijn, R., Wittkamper, F., & Stolz, R. (2019). Sources of heading errors in optically pumped magnetometers operated in the earth's magnetic field. *Physical Review A*, 99(1), 013420.

Oostra, B. (2017). A method for measuring magnetic fields in sunspots using zeeman-broadened absorption lines. *American Journal of Physics*, 85(4), 295–300.

Ossikovski, R., & Pérez, J. G. (2016). *Polarized light and the mueller matrix approach*. CRC Press.

Poincaré, H. (1892). *Théorie mathématique de la lumière II: Nouvelles études sur la diffraction.*

*Théorie de la dispersion de Helmholtz. Leçons professées pendant le premier semestre 1891-1892 (Vol. 1).*

Reese, H. M. (1900). The zeeman effect. *Science*, 12(295), 293–297.

Richtberg, S., & Girwitz, R. (2017). Use of linear and circular polarization: The secret LCD screen and 3D cinema. *The Physics Teacher*, 55(7), 406–408.

Rossini, A. J., Zagdoun, A., Lelli, M., Lesage, A., Copéret, C., & Emsley, L. (2013). Dynamic nuclear polarization surface enhanced NMR spectroscopy. *Accounts of Chemical Research*, 46(9), 1942–1951.

Roskopf, M., Mohr, T., & Elsässer, W. (2020). Ghost polarization communication. *Physical Review Applied*, 13(3), 034062.

Rubin, N. A., D'Aversa, G., Chevalier, P., Shi, Z., Chen, W. T., & Capasso, F. (2019). Matrix fourier optics enables a compact full-stokes polarization camera. *Science*, 365(6448), eaax1839.

Russo, A., Morescalchi, F., Costagliola, C., Delcassi, L., Semeraro, F., et al. (2015). A novel device to exploit the smartphone camera for fundus photography. *Journal of Ophthalmology*, 2015.

- Salazar-Ariza, K., & Torres, R. (2018). Trajectories on the Poincaré sphere of polarization states of a beam passing through a rotating linear retarder. *Journal of the Optical Society of America A*, 35(1), 65–72.
- Schaefer, B., Collett, E., Smyth, R., Barrett, D., & Fraher, B. (2007). Measuring the stokes polarization parameters. *American Journal of Physics*, 75(2), 163–168.
- Sobelman, I. I. (2012). *Atomic spectra and radiative transitions* (2nd ed.). Springer.
- Sommerfeld, A. (1923). *Atomic structure and spectral lines*.
- Stokes, G. G. (1852). On the composition and resolution of streams of polarized light from different sources. *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, 9, 399.
- Takacs, P., Barta, A., Pye, D., & Horvath, G. (2017). Polarization optics of the brewster's dark patch visible on water surfaces versus solar height and sky conditions: theory, computer modeling, photography, and painting. *Applied Optics*, 56(30), 8353–8361.
- Temple, S. E., McGregor, J. E., Miles, C., Graham, L., Miller, J., Buck, J., Scott-Samuel, N. E., & Roberts, N. W. (2015). Perceiving polarization with the naked eye: characterization of human polarization sensitivity. *Proceedings of the Royal Society B: Biological Sciences*, 282(1811), 20150338.

Thorne, A., Litzen, U., & Johansson, S. (1999). *Spectrophysics: Principles and applications*. Springer.

Ullrich, C. A., D'Amico, I., Baboux, F., & Pérez, F. (2013). Intrinsic normal zeeman effect for spin plasmons in semiconductor quantum wells. En *Spintronics VI* (Vol. 8813, pp. 278–295). SPIE.

Volotka, A. V., Shabaev, V. M., Plunien, G., Quint, W., Birkel, G., Martin, A., et al. (2013). Experimental access to higher-order zeeman effects by precision spectroscopy of highly charged ions in a penning trap. *Physical Review A*, 87(2), 023412.

Von Lindenfels, D., Wiesel, M., Glazov, D. A., Volotka, A. V., Sokolov, M. M., Shabaev, V. M., Plunien, G., Quint, W., Birkel, G., Martin, A., et al. (2013). Experimental access to higher-order zeeman effects by precision spectroscopy of highly charged ions in a penning trap. *Physical Review A*, 87(2), 023412.

Wichmann, E. (1971). *Quantum physics. Berkeley physics course* (Vol. 4). McGraw-Hill.

Wolf, E. (2007). *Introduction to the theory of coherence and polarization of light*. Cambridge University Press.

Zangwill, A. (2013). *Modern electrodynamics*. Cambridge University Press.

Zeeman, P. (1897). XXXII. On the influence of magnetism on the nature of the light emitted by a substance. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 43(262), 226–239.

Zeeman, P. (1913). *Researches in magneto-optics: with special reference to the magnetic resolution of spectrum lines*. Macmillan and Company, limited.

Zhang, J., Ding, S., Zhai, H., & Dang, A. (2014). Theoretical and experimental studies of polarization fluctuations over atmospheric turbulent channels for wireless optical communication systems. *Optics Express*, 22(26), 32482–32488.