



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE SAN LUIS POTOSÍ

FACULTAD DE CIENCIAS

**ELIPSOMETRÍA PARA EL ESTUDIO
ÓPTICO DE ESTRUCTURAS
SEMICONDUCTORAS**

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE

MAESTRO EN CIENCIAS APLICADAS

PRESENTA

JORGE ALFONSO ALARCÓN MARTÍNEZ

ASESOR DE TESIS:

DR. RAÚL E. BALDERAS NAVARRO

SAN LUIS POTOSÍ, S.L.P. MÉXICO

AGOSTO 2019





UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE SAN LUIS POTOSÍ

FACULTAD DE CIENCIAS



**ELIPSOMETRÍA PARA EL ESTUDIO ÓPTICO
DE ESTRUCTURAS SEMICONDUCTORAS**

JORGE ALFONSO ALARCÓN MARTÍNEZ

COMITÉ QUE ACEPTA LA TESIS:

ASESOR:

DR. RAÚL E. BALDERAS NAVARRO

SINODALES:

DR. GUSTAVO RAMÍREZ FLORES

DRA. AMPARO RODRÍGUEZ COBOS

DRA. MARCELA MEJÍA CARLOS

SAN LUIS POTOSÍ, S.L.P. MÉXICO

AGOSTO 2019

Esta Tesis y todo lo que implica se la quiero agradecer...

Primero que nada, a Dios por la oportunidad de poder llegar hasta este punto de mi vida.

A toda mi familia que ha estado conmigo desde el principio, en especial a mis madre Dolores por todo el apoyo incondicional que me ha brindado a lo largo de mi vida, a mi hermano Pablo por la compañía que nos hemos brindado mutuamente. A mis tías Patricia y Leticia; a mis abuelitos Tomás y Carmen; a mis primos Carlos, César y Luis; y a mi padre José Alfonso, que sé que estaría orgulloso de lo que he logrado a lo largo de mi vida.

Al Dr. Raúl Balderas por la asesoría, el apoyo y la paciencia durante mi estadía en el laboratorio, así como durante el transcurso de mis estudios; de igual manera, a todo el personal docente, administrativo y de intendencia del Instituto de Investigación en Comunicación Óptica, en donde realicé mis estudios de licenciatura y de posgrado, porque de gran o menor medida fueron de ayuda para la culminación de este logro. Al Dr. Alfonso Lastras Martínez por la infraestructura del Instituto en el cual trabajé todos estos años.

Al Maestro en Ciencias Jasiel Solís por la compañía, la ayuda y el apoyo recibido en el transcurso de la Tesis en el laboratorio del instituto; sin el trabajo previo que tenía desarrollado así como sus conocimientos y su experiencia, el tiempo de finalización pudo ser exponencialmente mayor sin la calidad de resultados que se obtuvieron. A la Johannes Kepler Universität Linz y al CIACYT por los espectrómetros comerciales que fueron de gran ayuda en el desarrollo de la Tesis y al Maestro en Ciencias Saúl Vázquez Miranda y a la Dra. Ma. del Carmen Rodríguez Aranda por el apoyo al momento de usar los equipos. Al equipo de trabajo de M. E. Aryaee Panah de la Technical University of Denmark por unas muestras que fueron medidas.

A mis compañeros y amigos que conocí desde el inicio de la licenciatura y que estuvieron a mi lado todo este tiempo: Abril, Adán, Blanca, Darla, David Cuéllar, David Medina, Diana, Héctor, Isaac, José, Larissa, Óliver, Pepe, Rubí, Rodolfo, Ángel.

A mi amiga, confidente, compañera de vida y novia Carmen por todo el apoyo incondicional y compañía que nos hemos brindado mutuamente.

Al grupo de teatro 'El Gato de Schrödinger' y todos sus integrantes por todas las vivencias, anécdotas y amistad que me he llevado a lo largo de todo este tiempo.

A las voces de Luis Miguel, Michael Jackson, Rocío Durcal y demás artistas y músicos por acompañar los días de trabajo duro y noches de desvelo.

Finalmente pero no menos importante, al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por todo el apoyo económico que me ayudó a seguir mis estudios de posgrado.

Resumen

En el presente trabajo de tesis se describe a detalle el principio de medición de un sistema de elipsometría, partiendo de los elementos más básicos como lo son las ecuaciones de Maxwell y ondas electromagnéticas. Para esto, se considera todo el fenómeno físico involucrado en la medición de la función dieléctrica compleja y de esta manera estudiar las propiedades ópticas de estructuras semiconductoras. Con los elementos ópticos básicos que conforman un sistema de elipsometría (polarizador, analizador y compensador), se logró la implementación de un arreglo óptico capaz de realizar espectroscopía elipsométrica en el rango de luz visible-ultravioleta. Se requirieron numerosas pruebas, así como su calibración correspondiente para poder establecer el sistema de manera óptima y reproducible. Los espectros obtenidos en el sistema implementado fueron comparados con los que se obtienen con equipos comerciales de las mismas muestras y bajo las mismas condiciones de medición; esto con la finalidad de validar el presente trabajo y poder asegurar así que las mediciones rutinarias sean de buena calidad y reproducibles para futuros trabajos.

Se midieron un número de muestras semiconductoras: cristales de silico, GaAs, GaSb, películas delgadas de MoS₂ crecidas sobre substratos de zafiro, así como rejillas de difracción basadas en InP.

Introducción

La elipsometría espectroscópica es una técnica óptica que se utiliza desde el siglo XIX para estudiar (entre otras cosas) el espesor de capas epitaxiales, la función dieléctrica y el índice de refracción de los materiales. Es una técnica no invasiva que únicamente aprovecha las variaciones en la polarización de la luz al momento de ser reflejada por la muestra.

Debido a la naturaleza del fenómeno, se requiere un equipo especializado para lograr tener un espectro confiable. Los equipos comerciales cuestan cientos de miles de dólares por lo que comprar un equipo puede no ser una opción atractiva, así que resulta conveniente buscar soluciones alternas, siendo una de ellas la implementación de un sistema utilizando los elementos básicos que lo conforman; para ello se requiere entendimiento fundamental del fenómeno físico que involucra la elipsometría.

Por otro lado, un sistema de medición (de cualquier índole) requiere cierta calibración para poder validar que todas las mediciones realizadas en éste sean fiables y con fundamentos. Dicha validación puede ser simplemente comparar los espectros obtenidos con aquellos que entregan un sistema comercial, el cual el fabricante nos asegura que son de buena calidad y reproducibilidad; así como comparar la función dieléctrica o el índice de refracción con lo que se encuentra reportado en la literatura. Los materiales que se desean estudiar en este trabajo

son semiconductores, que pueden ir de materiales en bulto, a películas delgadas e inclusive estructuras más complejas como rejillas de difracción. Su aplicación tecnológica es impresionante, cada año se van dando nuevos descubrimientos que pueden llegar a tener una aplicación importante, por eso el interés para estudiar este tipo de materiales.[14][15]

Índice general

Capítulo

1. Generalidades de la Elipsometría	1
1.1. Ondas electromagnéticas	1
1.2. Polarización de la luz	2
1.3. Polarizaciones s y p	5
1.4. Ángulos Ψ y Δ	6
1.5. Índice de refracción complejo	8
1.6. Función dieléctrica compleja	11
1.6.1. Materiales birrefringentes	14
1.7. Vector y matriz de Jones	18
2. Montaje experimental de la elipsometría	21
2.1. Principio de medición de la elipsometría	21
2.2. Arreglo óptico de elipsometría con compensador rotante	22
2.2.1. Polarizador/Analizador: Prisma Rochón	24

ÍNDICE GENERAL

2.2.2. Compensador	25
2.2.3. Notación con matriz de Jones	26
2.3. Cálculo de los ángulos Ψ y Δ	27
2.3.1. Parámetros de Stokes	27
2.3.2. Análisis de Fourier	28
2.3.3. Calibración de los elementos ópticos	29
2.3.4. Reducción de datos	34
3. Sincronización de los elementos electrónicos	37
3.1. Descripción del sistema	37
3.2. Electrónica utilizada	39
3.3. Software y comunicación	41
4. Fundamentos de algunos semiconductores	43
4.1. Semiconductores en bulto	45
4.1.1. Silicio (Si)	46
4.1.2. Semiconductores III-V	46
4.1.3. Modelo de dos fases	47
4.2. Películas delgadas de dicalcogenuros	47
4.2.1. Disulfuro de molibdeno (MoS_2)	48
4.3. Rejillas de difracción	49
4.3.1. Rejillas de InP	49
5. Mediciones experimentales	51
5.1. Criterios de corrección	52
5.2. Cristales en bulto	53
5.3. Película delgada de MoS_2	61
5.4. Rejillas de difracción (InP)	62

ÍNDICE GENERAL

6. Conclusiones y resultados	71
6.1. Resultados principales	72

Apéndice

A. Matriz de Jones para espectroscopía de elipsometría con compensador rotante	75
---	----

Bibliografía	81
---------------------	----

Índice de cuadros

Cuadro

1.1. Simetrías cristalinas y su birrefringencia.[10]	15
1.2. Matrices de Jones para diferentes elementos ópticos.[1]	19
4.1. Parámetros de red y ancho de banda prohibida de los semiconduc- tores III-V estudiados.[32]	46
4.2. Parámetros de red y coordenada interna z del MoS ₂ . [22]	48

Índice de figuras

Figura

- 1.1. Esquema de una onda electromagnética plana tratada como una onda viajera en la dirección \hat{z} compuesta de un campo eléctrico (\vec{E}) y un campo magnético (\vec{B}) dependientes ambos de la posición y el tiempo. 1
- 1.2. Esquemas de ondas electromagnéticas con distintas polarizaciones. E_x y E_y son las amplitudes máximas para los campos eléctricos en las direcciones \hat{x} y \hat{y} de la onda que viaja en la dirección \hat{z} . Δ es la fase relativa. 3
- 1.3. Representaciones gráficas de polarizaciones de la luz.[1] 4
- 1.4. Representación de las polarizaciones s y p de la luz tras ser reflejada por una muestra. Las componentes del campo eléctrico \vec{E}_s^i y \vec{E}_s^r representan la polarización perpendicular para el haz incidente y el reflejado respectivamente; mientras que \vec{E}_p^i y \vec{E}_p^r representa la componente paralela. \vec{k}^i y \vec{k}^r son los vectores de onda. 6

<p>1.5. Descripción de los ángulos Ψ y Δ de la polarización elíptica, la dirección de propagación es \hat{z} la cual está en dirección al lector, las polarizaciones p y s son paralelas a los ejes \hat{x} y \hat{y} respectivamente. E_x y E_y representan el campo eléctrico máximo para cada polarización; $\frac{\Delta}{\omega}$ es el tiempo necesario para que la polarización p sea E_x después de que s haya sido E_y. [2]</p>	7
<p>1.6. Esquema del comportamiento físico de una onda electromagnética monocromática que pasa a través de un material con índice de refracción complejo. Para un material con índice de refracción n y coeficiente de extinción k, λ y λ/n representan la longitud de onda en el vacío y en el medio respectivamente; $2E_0$ y $2E_{0t}$ son la amplitud máxima y el término $E_{0t}e^{-2\pi\frac{kx}{\lambda}}$ es la caída exponencial de la amplitud. [1]</p>	9
<p>1.7. Esquema de dos materiales con diferentes simetrías al cual se les hace incidir un campo eléctrico externo según la Ec. (1.17). En ambos casos se observa la suma vectorial del campo eléctrico $\epsilon_0\vec{E}$ y la polarización \vec{P} que da como resultado el Desplazamiento \vec{D} .</p>	13
<p>1.8. Esquema de un cristal con birrefringencia uniaxial negativa ($n_o > n_e$) en donde un rayo de luz con polarización lineal incide de manera normal de un extremo del mismo. λ/n_o y λ/n_e es la longitud de onda para la polarización que pasa a través del eje ordinario y extraordinario respectivamente, χ_e y χ_o son las direcciones de los ejes. [4]</p>	17
<p>2.1. Arreglo óptico del sistema de elipsometría espectroscópica con compensador rotante y espectrómetro multicanal con detección de carga acoplada (CCD).</p>	23

ÍNDICE DE FIGURAS

2.2. Estructura de un prisma Rochón. χ_o y χ_e son las direcciones del eje ordinario y extraordinario. La luz no polarizada entra al prisma A, al momento de salir del prisma B las dos polarizaciones (u y v) se encuentran separadas.[4]	24
2.3. Cambio en la polarización producido por un compensador, donde d es el espesor del cristal y δ el desfase entre las dos polarizaciones al salir del compensador.[4]	26
2.4. Diagrama de la primera corrección realizada, en donde P es el ángulo que se cree que es el real, P' el ángulo real y P_s la diferencia entre éstos.	29
2.5. Gráficas de P_s con: a) el método de <i>Collins</i> para 2.36 eV, b) el método de <i>An</i> para 2,46eV.	30
2.6. Comparación de P_s con ambos métodos de calibración para todas las longitudes de onda.	31
2.7. A_s para todas las longitudes de onda en un rango deseado.	32
2.8. Retardo δ obtenido para todas las longitudes de onda en un rango deseado comparado con los datos del fabricante.[19]	34
3.1. Esquema del compensador colocado sobre el motor. Los espectros se toman cada recorrido de $\Delta\theta = 2^\circ$	38
3.2. Diagrama de la electrónica utilizada para sincronizar el motor y el espectrómetro CCD.	39
3.3. Panel frontal de y diagrama de bloques de la interfaz de LabVIEW para controlar el motor y el espectrómetro.	40
3.4. Diagrama de la sincronización entre los distintos elementos electrónicos utilizados en el sistema.[37][38][39][35][36]	41
4.1. Diagramas de de la recombinación de un electrón-hueco.	44

ÍNDICE DE FIGURAS

4.2. Celda unitaria de los semiconductores medidos. \hat{a} , \hat{b} y \hat{c} son los vectores primitivos de las celdas.	45
4.3. Estructura de banda para distintas formas del MoS ₂ . [22]	48
4.4. Imagen SEM de la rejilla de difracción de InP, en el recuadro se muestra la simulación del mapa del campo eléctrico simulado para $\theta = 32^\circ$. [30]	49
5.1. Espectrómetros de elipsometría utilizados para comparar las mediciones obtenidas.	51
5.2. Espectros de Ψ , Δ y $\cos 2\Delta$ de una rejilla de InP en orientación vertical en donde se hacen las comparaciones de los datos en bruto y con su respectiva corrección.	52
5.3. Espectros de Ψ y Δ de la muestra de prueba de Si antes y después de realizar la calibración comparados con un espectrómetro comercial.	54
5.4. Espectros de Ψ y Δ de GaAs comparados con un espectrómetro comercial.	55
5.5. Espectros de Ψ y $\cos 2\Delta$ de GaSb comparados con un espectrómetro comercial.	56
5.6. Espectros de n , k , ε_1 y ε_2 de Si a un ángulo de incidencia de 70° comparadas con lo reportado con Aspnes. [16]	57
5.7. Espectros de n , k , ε_1 y ε_2 de GaAs a un ángulo de incidencia de 70° comparadas con lo reportado por Aspnes. [24]	58
5.8. Espectros de n , k , ε_1 y ε_2 de GaSb a un ángulo de incidencia de 70° comparadas con lo reportado por Aspnes. [16]	59
5.9. Espectros de n , k , ε_1 y ε_2 de InP:Si y InP:Fe a un ángulo de incidencia de 70° comparadas con lo reportado por Aspnes. [16]	60

ÍNDICE DE FIGURAS

5.10. Espectros de Ψ y $\cos 2\Delta$ una monocapa de MoS_2 en un sustrato de zafiro comparados con un espectrómetro comercial.	61
5.11. Espectrómetros de elipsometría utilizados para comparar las mediciones obtenidas.	62
5.12. Imágenes en microscopía óptica de las rejillas de difracción de InP.	63
5.13. Espectros de Ψ y Δ de tres rejillas de InP en orientación horizontal comparadas con InP dopado con Si y Fe, así como una medición reportada.[33]	64
5.14. Espectros de Ψ y Δ de tres rejillas de InP en orientación vertical comparadas con InP dopado con Si y Fe, así como una medición reportada.[33]	65
5.15. Espectros de Ψ y $\cos 2\Delta$ de la rejilla 3 de InP en orientación horizontal a $\phi = 70^\circ$ comparados con un espectrómetro comercial. . .	66
5.16. Espectros de Ψ y $\cos 2\Delta$ de la rejilla 3 de InP en orientación vertical a $\phi = 70^\circ$ comparados con los dos espectrómetros comerciales. . .	67
5.17. Espectros de Ψ y $\cos 2\Delta$ de la rejilla 3 de InP en orientación horizontal a $\phi = 75^\circ$	68
5.18. Espectros de Ψ y $\cos 2\Delta$ de la rejilla 3 de InP en orientación vertical a $\phi = 75^\circ$ comparados con un espectrómetro comercial.	69

Generalidades de la Elipsometría

1.1 Ondas electromagnéticas

Una onda electromagnética se puede entender como un campo eléctrico y un campo magnético oscilantes en el tiempo como se esquematiza en la siguiente figura:

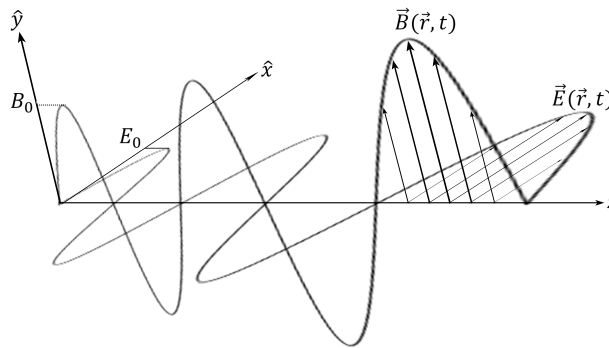


Figura 1.1: Esquema de una onda electromagnética plana tratada como una onda viajera en la dirección \hat{z} compuesta de un campo eléctrico (\vec{E}) y un campo magnético (\vec{B}) dependientes ambos de la posición y el tiempo.

En la Figura 1.1 se puede apreciar un diagrama de una onda electromagnética, en donde \vec{E} y \vec{B} representan los campos eléctrico y magnético respectivamente.

mente, siendo su amplitud máxima E_0 y B_0 . Tanto los dos campos y la dirección de propagación son ortogonales entre sí y tienen una velocidad en el vacío de $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$.

La onda electromagnética mostrada en la Figura 1.1 se rige por las ecuaciones de Maxwell mostradas en las Ecs. (1.1), haciendo una combinación de las mismas se recupera la ecuación de onda como se observa en las Ecs. (1.2) y (1.3).

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho_{enc}}{\epsilon_0}, \quad (1.1a)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1.1b)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (1.1c)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \left(\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{J}_{tot} \right). \quad (1.1d)$$

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \quad (1.2)$$

$$\nabla^2 \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2}, \quad (1.3)$$

donde $c^2 = \mu_0 \epsilon_0$.

Por convención al momento de expresar un haz de luz únicamente se toma en cuenta el campo eléctrico \vec{E} , debido a que es posible obtener éste a partir del campo magnético \vec{B} y viceversa.

1.2 Polarización de la luz

La polarización de la luz se refiere al comportamiento del vector de campo eléctrico de la onda electromagnética viajera oscilante en el tiempo.

Generalidades de la Elipsometría

Un haz de luz monocromático (una sola longitud de onda) polarizado se puede expresar como la suma de dos componentes de campo eléctrico oscilatorias, una en la dirección \hat{x} y otra en la dirección \hat{y} . De esta manera se puede tener tres configuraciones principales tomando en cuenta la diferencia entre las fases de cada componente, donde

$$\delta_y - \delta_x = \Delta. \quad (1.4)$$

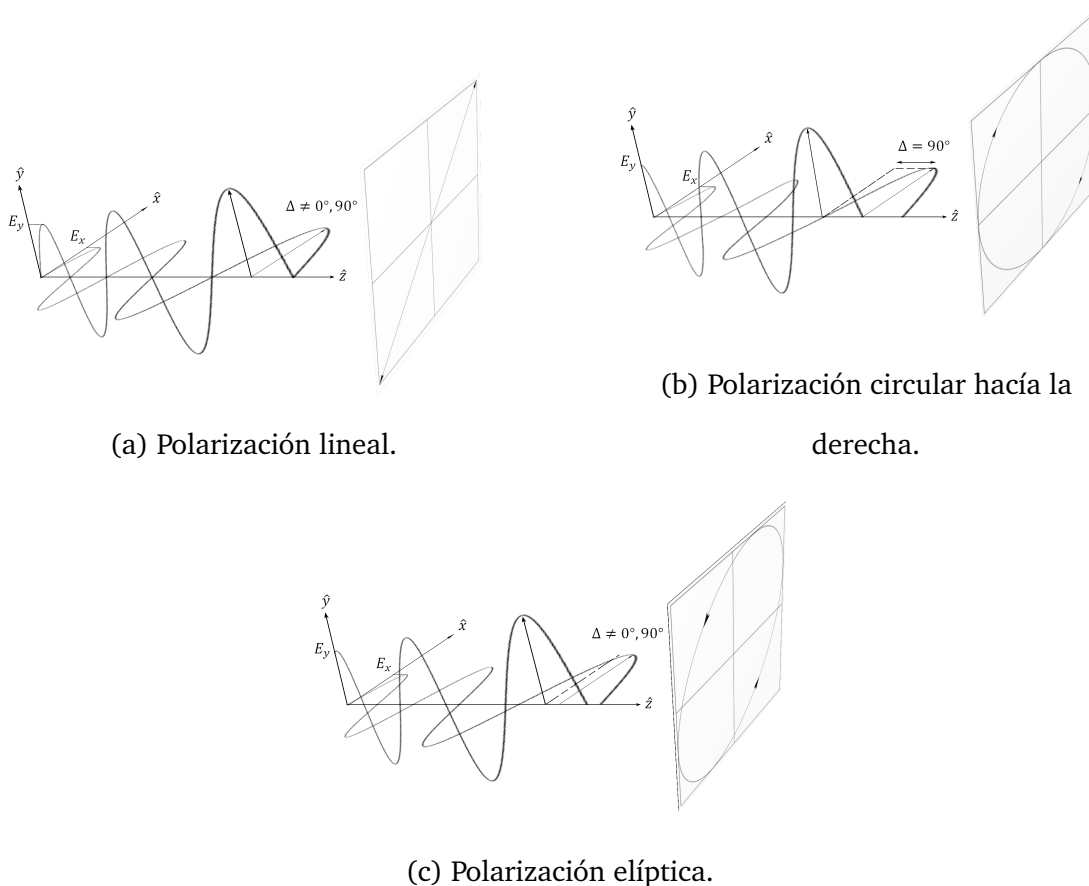
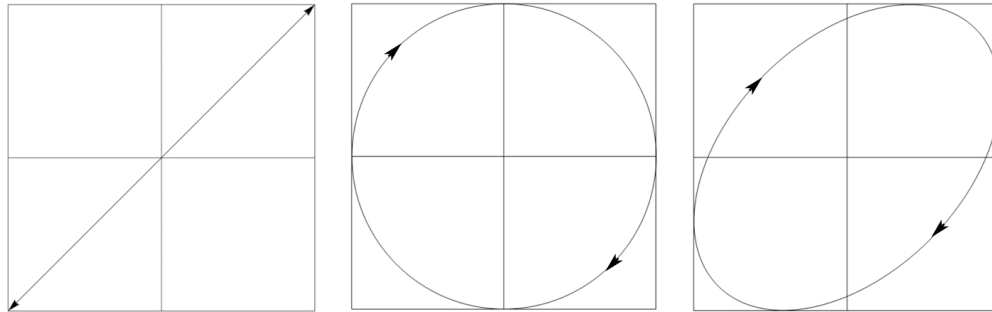


Figura 1.2: Esquemas de ondas electromagnéticas con distintas polarizaciones. E_x y E_y son las amplitudes máximas para los campos eléctricos en las direcciones \hat{x} y \hat{y} de la onda que viaja en la dirección \hat{z} . Δ es la fase relativa.

Generalidades de la Elipsometría

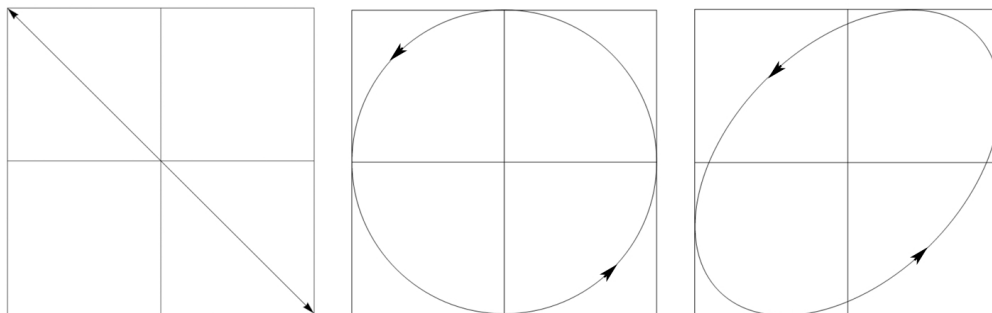
Si las dos componentes la misma amplitud máxima, la polarización está dada únicamente por Δ . Así, de manera general se pueden clasificar en:



(a) P. Lineal a 45° ($\Delta = 0^\circ$).

(b) P. Circular hacia la derecha ($\Delta = 90^\circ$).

(c) P. Elíptica hacia la derecha ($0^\circ < \Delta < 90^\circ$).



(d) P. Lineal a -45° ($\Delta = 180^\circ$).

(e) P. Circular hacia la izq. ($\Delta = -90^\circ$).

(f) P. Elíptica hacia la izq. ($-90^\circ < \Delta < 0^\circ$).

Figura 1.3: Representaciones gráficas de polarizaciones de la luz.[1]

- **Polarización lineal.** Ocurre cuando las dos componentes se encuentran en fase, como se observa en la Figura 1.2a. Los máximos y mínimos coinciden en ambas ondas.
- **Polarización circular.** Ocurre cuando las dos componentes se encuentran con una diferencia de fases de 90° , como se observa en la Figura 1.2b. El máximo de una componente coincide con el mínimo de la otra

componente.

- **Polarización elíptica.** Ocurre cuando la diferencia de fases entre las dos componentes es diferente a 0° y 90° , como se observa en la Figura 1.2c.

En la Figura 1.3 se muestran representaciones gráficas de algunas polarizaciones; en donde tanto la Figura 1.3a como la Figura 1.3d representan la luz con una polarización lineal orientados $\pm 45^\circ$ respecto a la horizontal del sistema; las Figuras 1.3b y 1.3e representan una polarización circular con cierta orientación y las Figuras 1.3c y 1.3f representan algunas configuraciones de polarización elíptica que pueden obtenerse.

1.3 Polarizaciones *s* y *p*

El plano que se conforma por el haz incidente y la normal a la que se incide se le conoce como Plano de Incidencia, se puede visualizar en la Figura 1.4.

Una forma de representar con mayor facilidad la polarización de la luz es con esta notación, en donde las polarizaciones *s* y *p* representan las componentes que se encuentran perpendicular y paralela al plano de incidencia (esta notación está dada por las palabras en alemán senkrecht y parallel).

En la Figura 1.4 se puede observar como el haz incidente presenta dos componentes de campo eléctrico (la componente perpendicular al plano de incidencia E_s^i y la componente paralela al plano de incidencia E_p^i), las cuales son ortogonales entre sí y entre la dirección de propagación.

Por convención, la componente paralela se tomará como la dirección \hat{y} y la componente perpendicular como la \hat{x} , por ende la dirección de propagación se encontrará en la dirección \hat{z} .

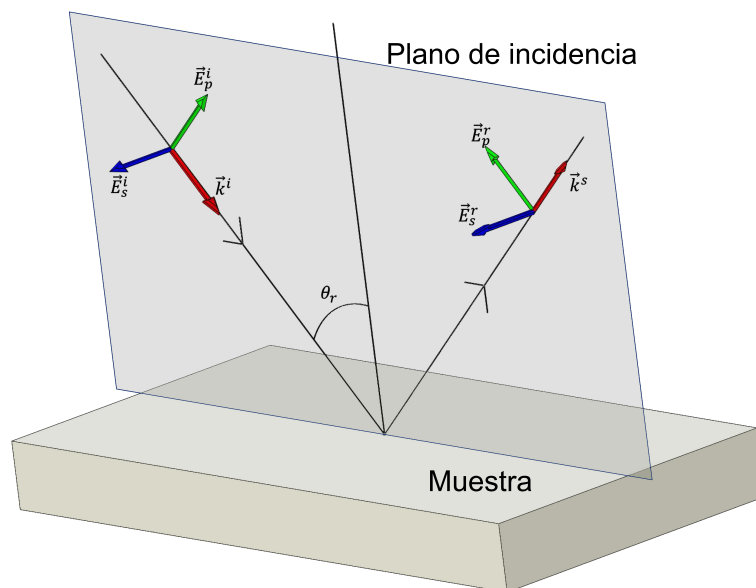


Figura 1.4: Representación de las polarizaciones s y p de la luz tras ser reflejada por una muestra. Las componentes del campo eléctrico \vec{E}_s^i y \vec{E}_s^r representan la polarización perpendicular para el haz incidente y el reflejado respectivamente; mientras que \vec{E}_p^i y \vec{E}_p^r representa la componente paralela. \vec{k}^i y \vec{k}^r son los vectores de onda.

1.4 Ángulos Ψ y Δ

La polarización elíptica puede ser descrita mediante dos cantidades distintas: los ángulos Δ y Ψ , la primera fue definida anteriormente en la Ec. (1.4) y es la diferencia de fases (fase relativa) entre las dos componentes del campo eléctrico, mientras que Ψ representa una amplitud relativa.

Escribiendo el campo eléctrico de la polarización elíptica de la manera más general posible:

$$\vec{E}(t) = \begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix} = \text{Re} \left\{ \begin{pmatrix} E_x \exp\{i\Delta\} \\ E_y \end{pmatrix} \exp\{-i\omega(t - t_0)\} \right\}. \quad (1.5)$$

En el tercer término de la Ec. (1.5) se puede observar que el valor inicial de

\hat{y} ($t = t_0$) será el máximo, mientras que para llegar al valor máximo en \hat{x} tendrá que pasar un lapso de tiempo ($t = t_0 + \frac{\Delta}{\omega}$) tal como se puede visualizar en la Figura 1.5.

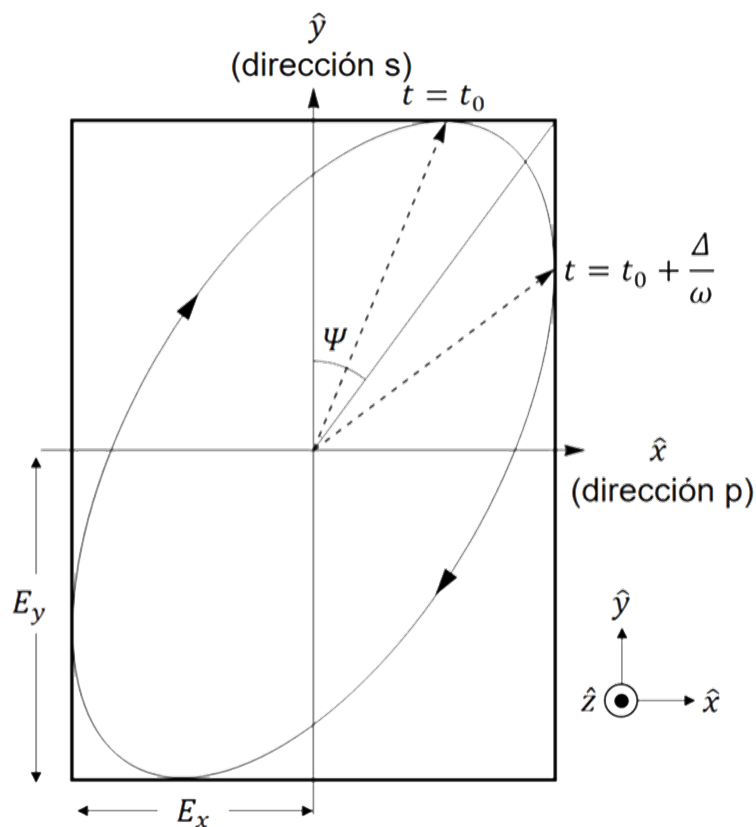


Figura 1.5: Descripción de los ángulos Ψ y Δ de la polarización elíptica, la dirección de propagación es \hat{z} la cual está en dirección al lector, las polarizaciones p y s son paralelas a los ejes \hat{x} y \hat{y} respectivamente. E_x y E_y representan el campo eléctrico máximo para cada polarización; $\frac{\Delta}{\omega}$ es el tiempo necesario para que la polarización p sea E_x después de que s haya sido E_y . [2]

Para fines prácticos, en este trabajo de tesis se tomará la convención en que: $-\pi < \Delta < \pi$. Si $\Delta > 0$ las flechas de la elipse se dibujan en sentido horario y se le conoce como "mano-derecha", mientras que para valores en donde $\Delta < 0$ la orientación es en contra de las manecillas del reloj y se llama "mano-izquierda".

La llamada amplitud relativa se define como $\frac{E_x}{E_y}$. Este cociente puede ser expresado con el ángulo Ψ mostrado en la Figura 1.5, dando así:

$$\tan \Psi = \frac{E_x}{E_y}, \quad (1.6)$$

donde por convención se toma $0 < \Psi < \frac{\pi}{2}$.

De esta manera, la polarización elíptica mostrada en la Ec. (1.5) se puede expresar con las cantidades reales Ψ y Δ tomando como base las Ecs. (1.4) y (1.6), dando así:

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} \sin \Psi \exp\{i\Delta\} \\ \cos \Psi \end{pmatrix}. \quad (1.7)$$

1.5 Índice de refracción complejo

Si definimos el índice de refracción de un material (n) de manera clásica e isotrópica:

$$n = \frac{c}{v_m} = \sqrt{\mu\varepsilon}, \quad (1.8)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío, v_p la velocidad de la luz en el medio, μ la permeabilidad magnética y ε las permitividad eléctrica, todas del medio en cuestión.

Esta aproximación es válida únicamente en un medio transparente (no hay absorción) y se muestra en la Figura 1.6a. En el caso en donde no se puede despreciar la absorción de la radiación incidente se necesita utilizar el índice de refracción complejo, cuyo comportamiento se observa en la Figura 1.6 y se define:

Generalidades de la Elipsometría

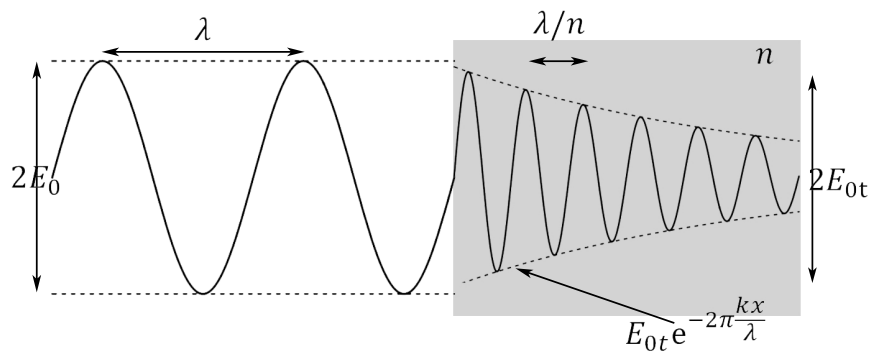
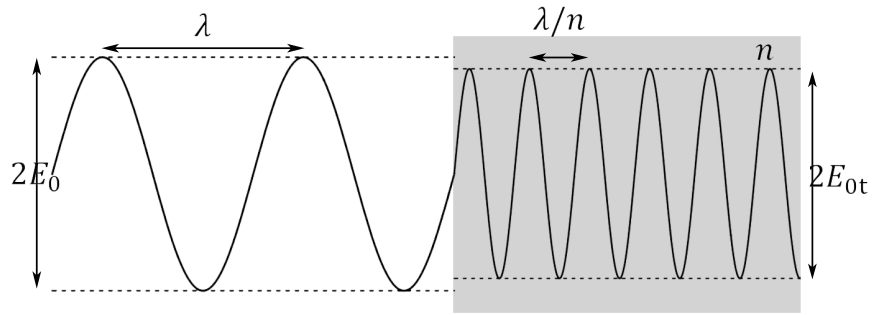


Figura 1.6: Esquema del comportamiento físico de una onda electromagnética monocromática que pasa a través de un material con índice de refracción complejo. Para un material con índice de refracción n y coeficiente de extinción k , λ y λ/n representan la longitud de onda en el vacío y en el medio respectivamente; $2E_0$ y $2E_{0t}$ son la amplitud máxima y el término $E_{0t} e^{-2\pi \frac{kx}{\lambda}}$ es la caída exponencial de la amplitud.[1]

$$N = n - ik, \quad (1.9)$$

donde n es el índice de refracción real que se definió en la Ec. (1.8), mientras que a k se le conoce como el coeficiente de extinción.

Aproximando la onda electromagnética como una onda plana y tomando el

caso unidimensional (por simplicidad) se tiene que:

$$E(x, t) = E_0 \exp\{i(\omega t - kx)\}. \quad (1.10)$$

No se debe confundir k en (1.10) con el coeficiente de extinción, en este caso es la magnitud del vector de propagación ($|\vec{k}| = k$), y se puede expresar en función del índice de refracción y la longitud de onda si se toma el caso en que el medio en el que viaja la onda no es absorbente:

$$k = \frac{\omega n}{c} = \frac{2\pi n}{\lambda}. \quad (1.11)$$

Así, reemplazando la Ec. (1.11) en la Ec. (1.10) se obtiene:

$$E(x, t) = E_{0t} \exp\left\{i\left(\omega t - \frac{2\pi n x}{\lambda}\right)\right\}. \quad (1.12)$$

La Ec. (1.12) describe el comportamiento de una onda electromagnética que se transmite en un medio transparente (se esquematiza en la Figura 1.6a), mientras que si reemplazamos el índice de refracción complejo definido en la Ec. (1.9) en la Ec. (1.13) se obtiene:

$$E(x, t) = E_{0t} \exp\left\{-\frac{2\pi x}{\lambda}\right\} \exp\left\{i\left(\omega t - \frac{2\pi n x}{\lambda}\right)\right\}. \quad (1.13)$$

La Ec. (1.13) se esquematiza en la Figura 1.9.b y representa el comportamiento de una onda monocromática en un medio absorbente.

Experimentalmente sólo es posible medir la intensidad del campo eléctrico de la luz:

$$I = |E|^2 = E^* E. \quad (1.14)$$

Así, combinando las Ecs. (1.13) y (1.14) obtenemos una expresión que podemos obtener empíricamente:

$$I = I_0 \exp\{-\alpha d\}. \quad (1.15)$$

Históricamente, a la Ec. (1.15) se le conoció como la Ley de Beer-Lambert y fue definida empíricamente en un inicio; en donde d es el grosor del material en donde pasa la luz, mientras que a α se le conoce como Coeficiente de Absorción al cual podemos definir como:

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda}. \quad (1.16)$$

Podemos observar que tanto el índice de refracción como el coeficiente de extinción dependen de la longitud de onda de la luz incidente.

1.6 Función dieléctrica compleja

Definiendo el desplazamiento eléctrico clásico (\vec{D}):

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0(1 + \chi_e) \vec{E}, \quad (1.17)$$

donde a la constante ε se le conoce como permitividad eléctrica, χ_e es la susceptibilidad eléctrica y ε_0 es la permitividad en el vacío. De tal manera que podemos definir:

$$\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \chi_e), \quad (1.18)$$

$$\varepsilon_r = 1 + \chi_e = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}. \quad (1.19)$$

La cantidad adimensional introducida en la Ec. (1.19) se le conoce como Permitividad Relativa.

Para poder entender el significado de estas cantidades, podemos hacer uso de un capacitor de placas paralelas con un material dieléctrico en medio, en donde

al momento de entrar en contacto con el campo eléctrico externo, el material 'ordena' sus dipolos, de tal manera que las cargas positivas quedan orientadas a la placa con carga negativa mientras que las cargas negativas se orientan a la placa positiva. El vector de polarización \vec{P} sería la descripción macroscópica de este movimiento de dipolos, los cuales generan un campo eléctrico interno en sentido contrario a la polarización.[3]

Cabe destacar que tanto la permitividad como la susceptibilidad son variables que académicamente se toman como constantes; sin embargo, existen ciertos materiales que presentan anisotropías, por lo que existe la necesidad de definir las cantidad tensoriales en su lugar:

$$D_i = \varepsilon_{ij} E_j, \quad (1.20)$$

$$P_i = \chi_{ij} E_j. \quad (1.21)$$

La diferencia entre un material en el que se requiera usar las Ecs.(1.17) y (1.20) se muestra en las Figuras 1.7a y 1.7b respectivamente.

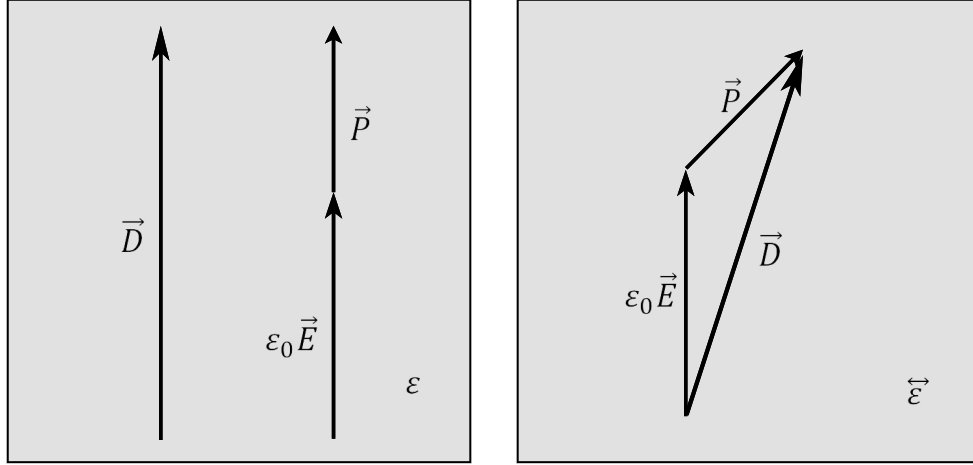
Ahora bien, otro factor a considerar es que el vector de polarización (\vec{P}) mostrado en la Ec. (1.17), el cual se definió como si dependiera linealmente con respecto al campo eléctrico:

$$P = \varepsilon_0 \chi_e E = \chi E, \quad (1.22)$$

lo cual es cierto hasta cierto punto. Pero viéndolo de una manera más general la polarización se define:

$$P = \chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots, \quad (1.23)$$

Generalidades de la Elipsometría



(a) Un material con comportamiento de ϵ como constante. (b) Un material con comportamiento tensorial.

Figura 1.7: Esquema de dos materiales con diferentes simetrías al cual se les hace incidir un campo eléctrico externo según la Ec. (1.17). En ambos casos se observa la suma vectorial del campo eléctrico $\epsilon_0 \vec{E}$ y la polarización \vec{P} que da como resultado el Desplazamiento \vec{D}

en donde se puede apreciar que el vector de polarización realmente es no-lineal. De manera general, las magnitudes de $\chi^{(n)}$ obedecen a la relación:

$$\chi^{(n+1)} \sim \frac{\chi^n}{E_{atm}}, \quad (1.24)$$

donde E_{atm} es el campo eléctrico del átomo; el cual es $E_{atm} \sim \frac{e}{a_0^2}$, donde e es la carga elemental y a_0 el radio de Bohr, por lo que $E_{atm} \sim 5 \times 10^9 \text{V/cm}$. Esta diferencia de órdenes de magnitud es la razón por la cual los fenómenos de la óptica no-lineal son muy difíciles de observar y porque históricamente se tuvo que esperar hasta la invención del láser para que se empezaran a estudiar a detalle; [4] es por esta razón por la que para fenómenos clásicos, la aproximación mostrada en la Ec. (1.22) de que la polarización es un fenómeno que depende

linealmente del campo eléctrico es válida.

Todo esto es en caso de que el material no presente absorción alguna, por lo que se define la función dieléctrica compleja para el caso contrario:

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2, \quad (1.25)$$

$$\varepsilon = N^2, \quad (1.26)$$

en donde N es el índice de refracción complejo definido en la Ec. (1.9). Combinando las Ecs. (1.9), (1.25) y (1.26) obtenemos las relaciones:

$$\varepsilon_1 = n^2 - k^2, \quad (1.27)$$

$$\varepsilon_2 = 2nk, \quad (1.28)$$

$$n = \sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} + \varepsilon_1}{2}}, \quad (1.29)$$

$$k = \sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} - \varepsilon_1}{2}}, \quad (1.30)$$

en donde n y ε_1 representan el comportamiento dipolar dentro del material, mientras que k y ε_2 representan la absorción que ocurre dentro del mismo. Todas estas variables dependen de la longitud de onda de la radiación electromagnética incidente.

1.6.1 Materiales birrefringentes

Como se vio en la sección pasada existen materiales en donde la función dieléctrica puede ser tratada como una constante (materiales isotrópicos) así

Generalidades de la Elipsometría

como materiales en donde se da el caso contrario (materiales anisotrópicos) y se debe de definir una cantidad tensorial en su lugar.

Existen siete simetrías distintas para un arreglo cristalino tridimensional; como se puede ver en la Tabla 1.1, sólo la simetría cúbica genera las propiedades isotrópicas de los materiales (como la función dieléctrica y el índice de refracción).

Al fenómeno en que un cristal presenta dos índices de refracción distintos se le conoce como birrefringencia uniaxial, si presenta tres índices de refracción presentará birrefringencia biaxial. La cantidad de índices de refracción que tiene un material depende de la simetría de la celda unitaria que posee, como se aprecia en la Tabla 1.1.

Cuadro 1.1: Simetrías cristalinas y su birrefringencia.[10]

Simetría	Birrefringencia	Celda unitaria	Susceptibilidad
Cúbica	No presenta	$a = b = c$	$\chi_{ij} = \begin{pmatrix} \chi_o & & \\ & \chi_o & \\ & & \chi_o \end{pmatrix}$
Trigonal Tetragonal Hexagonal	Uniaxial	$a = b \neq c$	$\chi_{ij} = \begin{pmatrix} \chi_o & & \\ & \chi_o & \\ & & \chi_e \end{pmatrix}$
Triclínica Monoclínica Ortorrómica	Biaxial	$a \neq b \neq c$	$\chi_{ij} = \begin{pmatrix} \chi_a & & \\ & \chi_b & \\ & & \chi_c \end{pmatrix}$

En la birrefringencia uniaxial el eje que tiene diferente distancia interatómica se le conoce como extraordinario (χ_e) y a los otros dos ejes se le llaman ordinarios (χ_o). Un cristal uniaxial puede tener orientación positiva o negativa dependiendo de los índices de refracción:

Birrefringencia uniaxial positiva (+): $n_e > n_o$

Birrefringencia uniaxial negativa (-): $n_e < n_o$.

El hecho que un cristal posea birrefringencia uniaxial positiva o negativa depende de las particularidades del grupo de simetría al que pertenezca. El eje que tenga el menor índice de refracción se le conoce como *eje lento* mientras que el otro eje será el *eje rápido*. Así, en el primer caso el eje lento será el ordinario y el rápido el extraordinario; para la orientación negativa será el caso opuesto.

Un retardador es un cristal birrefringente cortado de tal manera que su eje extraordinario se encuentre en el plano de una de las caras (las caras opuestas deben de ser paralelas). Como el eje ordinario y extraordinario presentan diferentes índices de refracción n , también lo son el número de onda k y velocidad de fase v_p :

$$n_o = \frac{c}{v_{po}} = \frac{c}{\left(\frac{\omega}{k_o}\right)}, \quad (1.32a)$$

$$n_e = \frac{c}{v_{pe}} = \frac{c}{\left(\frac{\omega}{k_e}\right)}. \quad (1.32b)$$

De esta manera, cuando un rayo de luz incide de manera normal por una cara del cristal y viaja a través del mismo, la componente del campo eléctrico que viaje en dirección paralela al eje extraordinario del cristal tendrá diferente velocidad de fase que la que viaje en dirección paralela al eje ordinario. Todo este mecanismo se puede apreciar en la Figura 1.8.

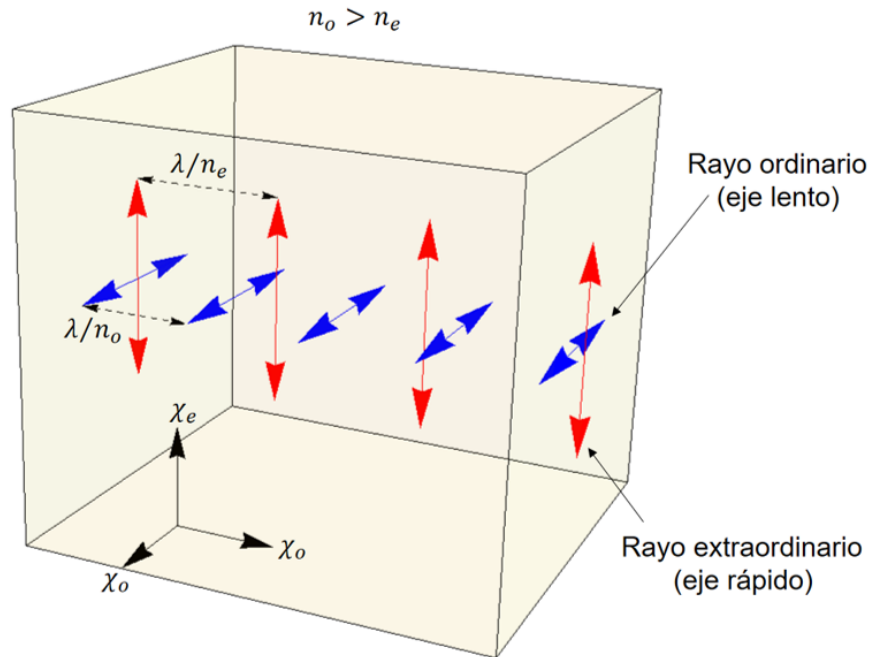


Figura 1.8: Esquema de un cristal con birrefringencia uniaxial negativa ($n_o > n_e$) en donde un rayo de luz con polarización lineal incide de manera normal de un extremo del mismo. λ/n_o y λ/n_e es la longitud de onda para la polarización que pasa a través del eje ordinario y extraordinario respectivamente, χ_e y χ_o son las direcciones de los ejes.[4]

La principal aplicación de este fenómeno es desfasar las dos componentes del campo eléctrico del haz incidente, con la finalidad de generar una polarización distinta cuando salga del cristal.

Los principales materiales que poseen esta propiedad y se utilizan para la elaboración de distintos elementos ópticos son la calcita (orientación negativa) y el cuarzo (orientación positiva).

1.7 Vector y matriz de Jones

Para expresar el estado de la polarización de la luz se utiliza el *vector de Jones*, el cual se define como:

$$\vec{E}(z, t) = \begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix}. \quad (1.33)$$

Se puede notar que la Ec. (1.33) es justo la Ec. (1.5).

Ahora se pueden definir las matrices de Jones para las distintas polarizaciones:

$$E_{lx} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.34a)$$

$$E_{ly} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (1.34b)$$

$$E_{l+45^\circ} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (1.34c)$$

$$E_{der} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}, \quad (1.34d)$$

$$E_{izq} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}. \quad (1.34e)$$

Para las definiciones dadas por las Ecs. (1.34) los vectores fueron normalizados debido a que para los cálculos sólo los cambios relativos en fase y amplitud son considerados. El vector de Jones general de la polarización elíptica ya fue definido en la Ec. (1.7).

Una matriz de Jones es la representación matemática de mediciones ópticas. Aplicando las matrices de Jones se pueden expresar los cambios en la polariza-

Generalidades de la Elipsometría

ción de la luz aunque exista cualquier número elementos ópticos en el arreglo. En la Tabla 1.2 se muestran los distintos elementos ópticos de un arreglo de espectroscopía de elipsometría con su respectiva matriz de Jones.

Cuadro 1.2: Matrices de Jones para diferentes elementos ópticos.[1]

Elemento óptico	Función	Matriz de Jones
Polarizador (P) (Analizador A)	Pasar de luz no polarizada a polarización lineal.	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$
Compensador (C)	Pasar de polarización lineal a polarización elíptica	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp\{-i\delta\} \end{bmatrix}$
Muestra (S)	Muestra que se desea medir	$\begin{bmatrix} \sin \psi \exp\{i\Delta\} & 0 \\ 0 & \cos \psi \end{bmatrix}$
Matriz de rotación (R(α))	Rotación de los ejes coordenados	$\begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}$

Capítulo 2

Montaje experimental de la elipsometría

2.1 Principio de medición de la elipsometría

En la elipsometría, la variación de las polarizaciones s y p de la luz reflejada por la muestra es medida como un cambio en el estado de polarización. Así, obteniendo la amplitud y fase relativas (Ψ , Δ) es posible, obtener mediante las ecuaciones de Fresnel, el índice de refracción y coeficiente de extinción de la muestra en cuestión (n , k) y por ende, su función dieléctrica (ϵ_1 , ϵ_2).

Básicamente, un haz de luz polarizado linealmente incide con cierto ángulo θ sobre la muestra, la cual, por sus anisotropías puede modificar la polarización del haz reflejado, de lineal a elíptica.

Recordando la definición de reflectividad:

$$r_s = \frac{E_{rs}}{E_{is}}, \quad (2.1a)$$

$$r_p = \frac{E_{rp}}{E_{ip}}, \quad (2.1b)$$

en donde los subíndices p y s indican la componente del campo eléctrico para dicha polarización.

El conjunto (Ψ, Δ) se mide con el cociente de las reflectividades complejas mostradas en las Ecs. (2.1a) y (2.1b) como:

$$\rho = \frac{r_p}{r_s} = \tan \Psi \exp\{i\Delta\} = \left(\frac{E_{rp}}{E_{ip}}\right) / \left(\frac{E_{rs}}{E_{is}}\right). \quad (2.2)$$

Al ser éstos números complejos, las reflectividades pueden ser expresadas como:

$$r_s = |r_s| \exp\{i\delta_s\} = \sqrt{R_s} \exp\{i\delta_s\}, \quad (2.3a)$$

$$r_p = |r_p| \exp\{i\delta_p\} = \sqrt{R_p} \exp\{i\delta_p\}, \quad (2.3b)$$

donde las R representan las reflectancias que tienen la característica de ser reales y positivas. Considerando las Ecs. (2.2), (2.3a) y (2.3b) se puede obtener:

$$\tan \Psi = \frac{|r_p|}{|r_s|}, \quad (2.4a)$$

$$\Delta = \delta_{rp} - \delta_{rs}. \quad (2.4b)$$

Se puede observar que las Ecs. (2.4a) y (2.4b) son expresiones que se obtuvieron en la sección anterior: las Ecs. (1.6) y (1.4), sin la consideración de tener un sistema donde ocurre reflexión.

2.2 Arreglo óptico de elipsometría con compensador rotante

Existen varias configuraciones para un espectrómetro de elipsometría, la que se usará en el presente trabajo de Tesis es la basada en **compensador rotante**, que se observa esquemáticamente en la Figura 2.1. Un espectrómetro de este tipo debe de tener distintos componentes principales: una fuente de luz blanca, polarizador, compensador rotante, analizador y fotodetector.

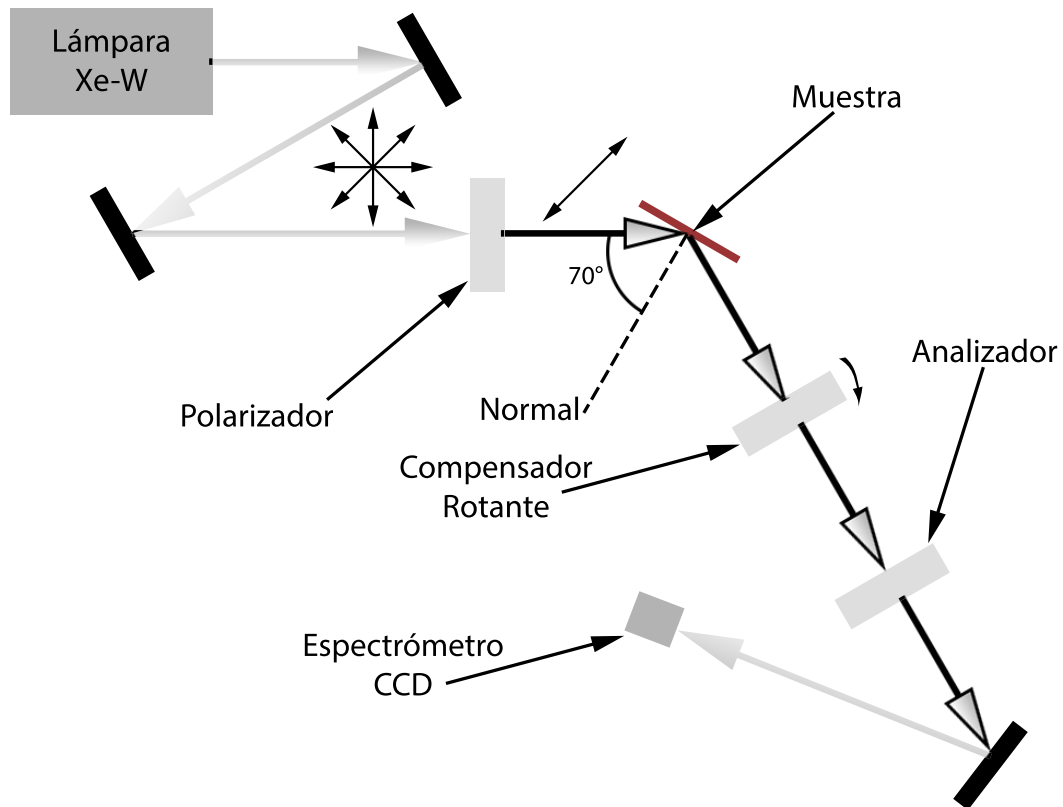


Figura 2.1: Arreglo óptico del sistema de elipsometría espectroscópica con compensador rotante y espectrómetro multicanal con detección de carga acoplada (CCD).

Como se puede apreciar en la Figura 2.1, la fuente de luz blanca (con lámparas de Xe o W, según el rango espectral en el cual se desea medir) es colimada por dos espejos y después pasa a través de un cristal Rochón el cual se encarga de polarizar la luz a 45° con respecto a la horizontal (la mesa óptica o la polarización s) para después incidir con un ángulo θ a la muestra (generalmente $\theta \approx 70^\circ$). El haz reflejado pasa a través del compensador rotante, el cual en un principio tiene el eje rápido paralelo a la horizontal, para después pasar por el analizador (el cual es simplemente un Rochón orientado a 45° de manera inversa), finalmente la luz pasa por un espejo y llega al fotodetector. Al momento de

comenzar la medición el compensador rota 180° en sentido antihorario.

2.2.1 Polarizador/Analizador: Prisma Rochón

Un polarizador es un elemento óptico el cual se encarga de extraer luz con polarización lineal de una fuente de luz no polarizada; por otro lado, el analizador se coloca detrás del fotodetector y el estado de polarización se determina con la intensidad de la luz que pasa a través de él. Pese a tener diferente función, el polarizador y el analizador son el mismo elemento óptico.

Existen distintos tipos de polarizadores, el que se tratará en el presente trabajo de tesis será un prisma Rochón, el cual se compone de dos cristales birrefringentes cuyos ejes extraordinarios están en dirección orthogonal tal y como se aprecia en la Figura 2.2.

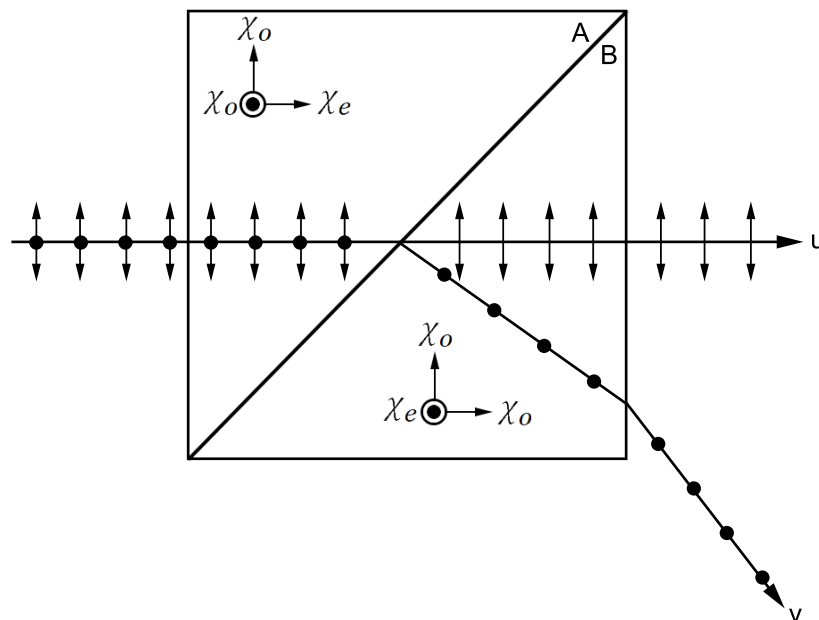


Figura 2.2: Estructura de un prisma Rochón. χ_o y χ_e son las direcciones del eje ordinario y extraordinario. La luz no polarizada entra al prisma A, al momento de salir del prisma B las dos polarizaciones (u y v) se encuentran separadas.[4]

El primer prisma (A) tiene el eje extraordinario paralelo a la dirección de propagación de la onda, en este medio no ocurre birrefringencia y ambas polarizaciones (p y s) viajan a la misma velocidad. Por otro lado, cuando el haz de luz llega al segundo prisma (B), el cual tiene el eje extraordinario perpendicular a la dirección de propagación y por ende paralela a una polarización, es cuando ocurre la birrefringencia; como una polarización no experimentará cambios en el índice de refracción, éste no cambiará su dirección (p) mientras que la otra lo hará al pasar de n_o a n_e (s).

2.2.2 Compensador

Un compensador tiene la función de cambiar el estado de polarización lineal a otro. Se coloca ya sea tras el polarizador o enfrente del analizador. Se compone de un cristal birrefringente con un espesor d conocido. En la Figura 2.3 se muestra un diagrama del funcionamiento de un compensador que convierte una polarización lineal a una polarización circular hacia la izquierda.

El desfase que experimentan los campos eléctricos dependen de la distancia recorrida dentro del compensador, los índices de refracción del mismo así como la longitud de onda:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} |n_o - n_e| d. \quad (2.5)$$

En el caso mostrado en la Figura 2.3 se puede apreciar que el desfase es de $\delta = \frac{\pi}{2}$.

Generalmente el elemento mostrado en la Figura 2.3 (polarización lineal a circular) recibe el nombre de retardador; mientras que el compensador es el que permite el controlar δ . Sin embargo, si el retardador de la Figura 2.3 se rota en el plano xy la diferencia de fases relativa varía permitiendo controlar la fase; este

caso se le conoce como compensador rotante.

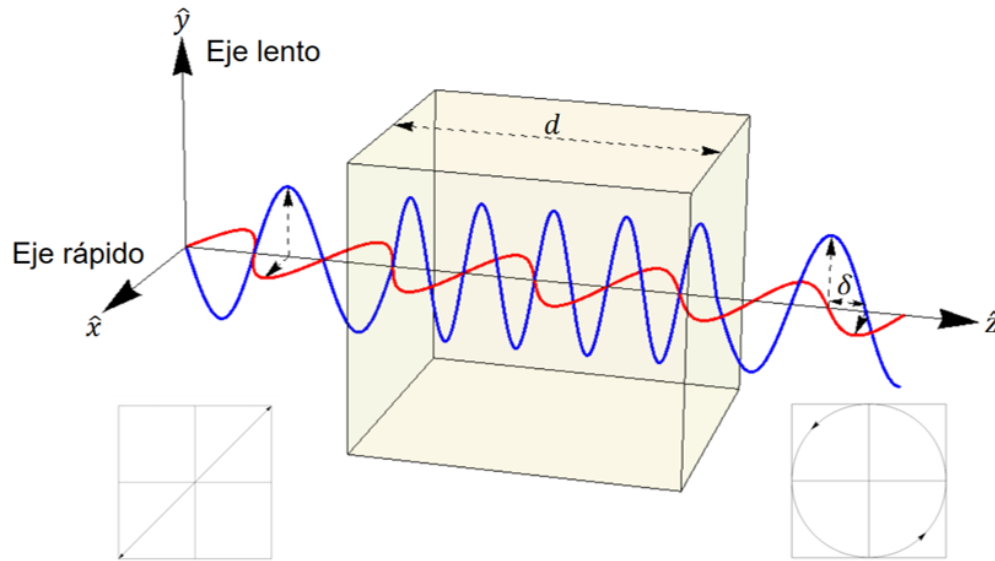


Figura 2.3: Cambio en la polarización producido por un compensador, donde d es el espesor del cristal y δ el desfase entre las dos polarizaciones al salir del compensador.[4]

2.2.3 Notación con matriz de Jones

Utilizando la notación definida en la Tabla 1.2 tenemos la siguiente operación matricial:

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = \mathbf{A}\mathbf{R}(A)\mathbf{R}(-C)\mathbf{C}\mathbf{R}(C)\mathbf{S}\mathbf{R}(-P)\mathbf{P}\mathbf{E}_{\text{in}}, \quad (2.6)$$

donde \mathbf{E}_{in} y \mathbf{E}_{out} son el campo eléctrico de la luz incidente y saliente del arreglo respectivamente, el primero es la luz procedente de la fuente y el segundo lo que capta el fotodetector; cabe destacar que la operación en la Ec. (2.6) se hace de derecha a izquierda.

Se hace la consideración de que el polarizador está a un ángulo de 45° con respecto al analizador ($P = 45^\circ$, $A = 0^\circ$) y el desfase del compensador es de

90° ($\delta = 90^\circ$). Únicamente se puede medir la intensidad del campo eléctrico, de acuerdo a la Ec. (1.14). Para el caso del arreglo representado por la Ec. (2.6) se tiene:

$$I = I_0(2 + S_1 + S_3 \sin 2C + S_1 \cos 4C + S_2 \sin 4C), \quad (2.7)$$

donde

$$S_1 = -\cos 2\Psi, \quad (2.7a)$$

$$S_2 = \sin 2\Psi \cos \Delta, \quad (2.7b)$$

$$S_3 = 2 \sin 2\Psi \sin \Delta. \quad (2.7c)$$

El desarrollo algebraico que se llevó a cabo para llegar de la Ec. (2.6) a la Ec. (2.7) se detalla en el Apéndice A.

2.3 Cálculo de los ángulos Ψ y Δ

2.3.1 Parámetros de Stokes

Debido a que la luz no polarizada saliente del analizador no puede ser descrita con las matrices de Jones es necesario definir variables que describan la polarización parcial (que es la que llega al detector). Así, se definen los parámetros de Stokes que se muestran en la Ec. (2.7):

$$S_0 = I_x + I_y, \quad (2.8a)$$

$$S_1 = I_x - I_y, \quad (2.8b)$$

$$S_2 = I_{+45^\circ} - I_{-45^\circ}, \quad (2.8c)$$

$$S_3 = I_{der} - I_{izq}. \quad (2.8d)$$

Los parámetros de Stokes nos permiten describir cualquier tipo de polariza-

ción utilizando y tienen la ventaja de que podemos medirlos utilizando espectroscopía elipsométrica.

2.3.2 Análisis de Fourier

En la elipsometría los parametros de Stokes se obtienen con los coeficientes de Fourier normalizados. Para la configuración utilizada (compensador rotante) se necesitan un mínimo de 5 integrales debido a la cantidad de elementos ópticos necesitados:

$$A_j = \int_{(j-1)T_C/5}^{jT_C/5} I(t)dt. \quad (2.9)$$

Una vez que se obtiene el valor de los datos en bruto con la Ec. (2.9). Se puede reescribir la Ec. (2.7) de tal manera que $C = \omega_c t$. Cabe destacar que los coeficientes de Fourier primados (α'_m, β'_m) corresponde a la información obtenida antes de realizar cualquier calibración:

$$I(t) = I_0(1 + \alpha'_2 \cos 2\omega_c t + \beta'_2 \sin 2\omega_c t + \alpha'_4 \cos 4\omega_c t + \beta'_4 \sin 4\omega_c t), \quad (2.10)$$

donde

$$\alpha'_2 = 0,534480 + \frac{1,195133(A_1 - A_2 - A_4 + A_5)}{\pi I_0}, \quad (2.10a)$$

$$\beta'_2 = \frac{1,256637(A_1 - A_5) + 2,033282(A_2 - A_4)}{\pi I_0}, \quad (2.10b)$$

$$\alpha'_4 = \frac{0,816612(A_1 + A_5) - 2,137919(A_2 + A_4) + 2,642613A_3}{\pi I_0}, \quad (2.10c)$$

$$\beta'_4 = \frac{2,513274(A_1 - A_5) - 1,553289(A_2 + A_4)}{\pi I_0}, \quad (2.10d)$$

$$\pi I_0 = A_1 + A_2 + A_3 + A_4 + A_5. \quad (2.10e)$$

2.3.3 Calibración de los elementos ópticos

Debido a la existencia del error humano a la hora de calibrar los elementos ópticos del sistema, los primeros espectros que fueron obtenidos tenían cierto grado de error (en ocasiones de hasta 5° o 10° en Ψ o Δ). En primera instancia, se debe de considerar que el primer acomodo se hace a ojo, por lo que existe una incertidumbre de hasta $\pm 5^\circ$ entre el ángulo real y el que se cree que es el real tal y como se aprecia en la Figura 2.4. Por otro lado, cada longitud de onda tiene su propia inclinación al momento de cambiar de medio, en este caso al atravesar uno de los elementos ópticos utilizados.

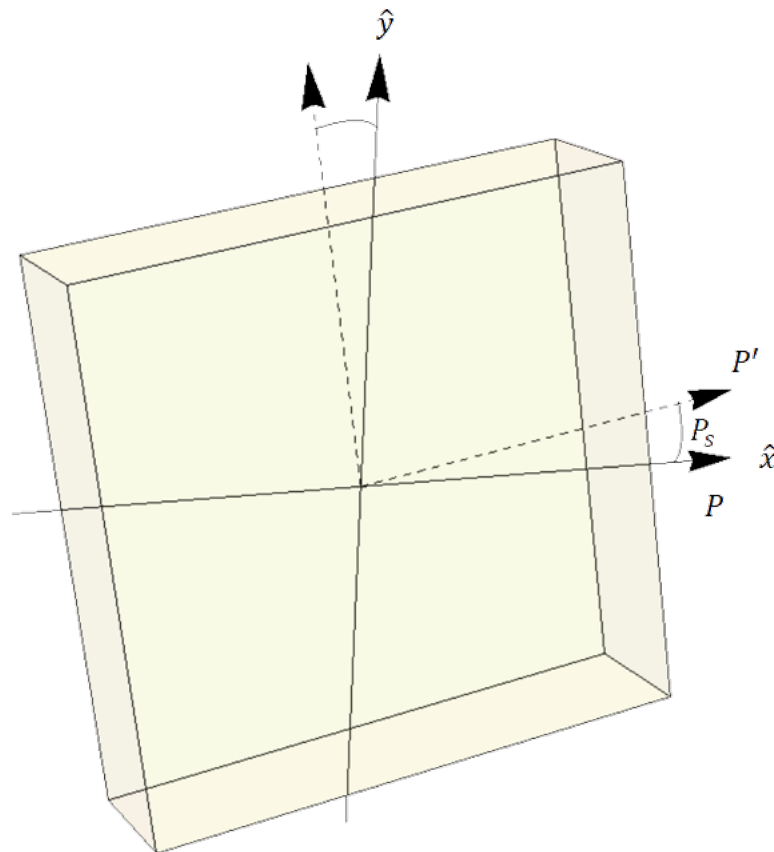


Figura 2.4: Diagrama de la primera corrección realizada, en donde P es el ángulo que se cree que es el real, P' el ángulo real y P_s la diferencia entre éstos.

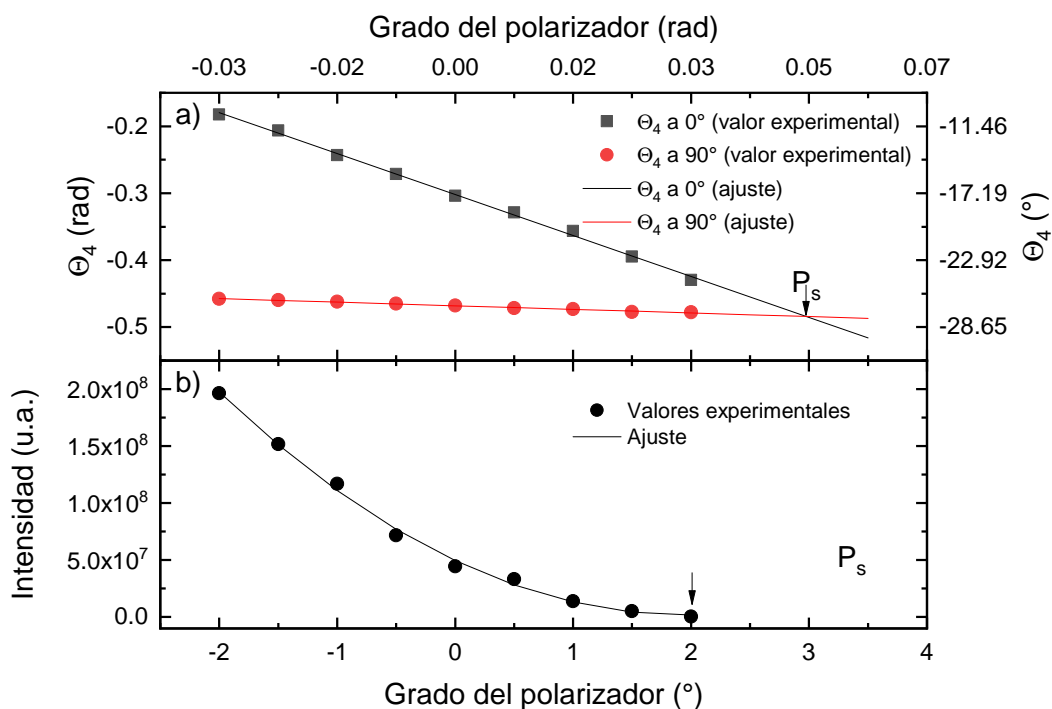


Figura 2.5: Gráficas de P_s con: a) el método de *Collins* para 2.36 eV, b) el método de *An* para 2,46eV.

Para solventar estos problemas, se tomó como base la técnica que *Collins et al.*,[17] en donde se define la función del residuo $R_2(P)$ para cada longitud de onda:

$$R_2(P) = I_0^2(\alpha'^2 + \beta'^2). \quad (2.11)$$

Considerando que el eje rápido se encuentra paralelo a la mesa óptica, el analizador se colocó a $A = 28,12^\circ$ y el polarizador a $P = 0^\circ$. Con esta configuración, se varió el ángulo P desde -2° a $+2^\circ$ en pasos de $0,5^\circ$. Así, se gráfico la Ec. (2.11) contra P , los datos se ajustaron a una parábola y se encontró el mínimo. Se hizo todo esto para cada longitud de onda y se le calculó el promedio a todos los datos viables. El análisis para la longitud de onda de 2,46eV se muestra en la

Figura 2.5.a, mientras que el valor de P_s para cada longitud de onda se muestra en la Figura 2.6.

An, *et. al.*, proponen en [18] un método alternativo, primero se define $\Theta_4(P)$:

$$\Theta_4(P) = \frac{1}{2} \arctan \frac{\beta'_4}{\alpha'_4}. \quad (2.12)$$

Ahora se realizan dos barridos, uno cerca de $P = 0^\circ$ y otro cerca de $P = 90^\circ$, a ambas gráficas (Θ_4 contra P) se le hace un ajuste lineal y se le busca la intersección, siendo esta P_s ; en la Figura (2.5).b se muestra este análisis para $2,46eV$ y en la Ec. (2.6) el valor de P_s para cada longitud de onda.

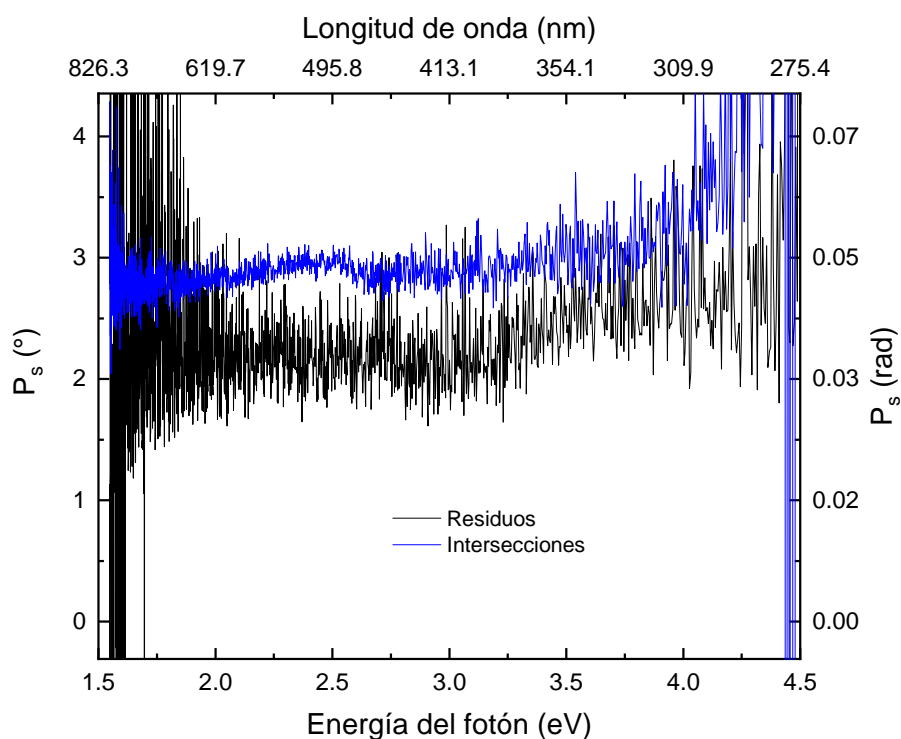


Figura 2.6: Comparación de P_s con ambos métodos de calibración para todas las longitudes de onda.

Existe una diferencia entre ambos métodos, por lo que se discute en [18] el

segundo método es más fiable, así que se tomaron como base dichos resultados, además que como se puede apreciar en la Figura 2.5.a, el mínimo de la parábola se encuentra alejado de el rango en que se comenzó a medir, por lo que existe una incertidumbre aún mayor. De esta manera se hizo un promedio de los P_s mostrados en la Figura 2.6, dando como resultado que $\overline{P_s} = 3,28^\circ$. Por lo tanto, el polarizador se movió esa cantidad, se volvió a medir y el valor de todos los P_s resultó ser alrededor de 0° en el área de interés.

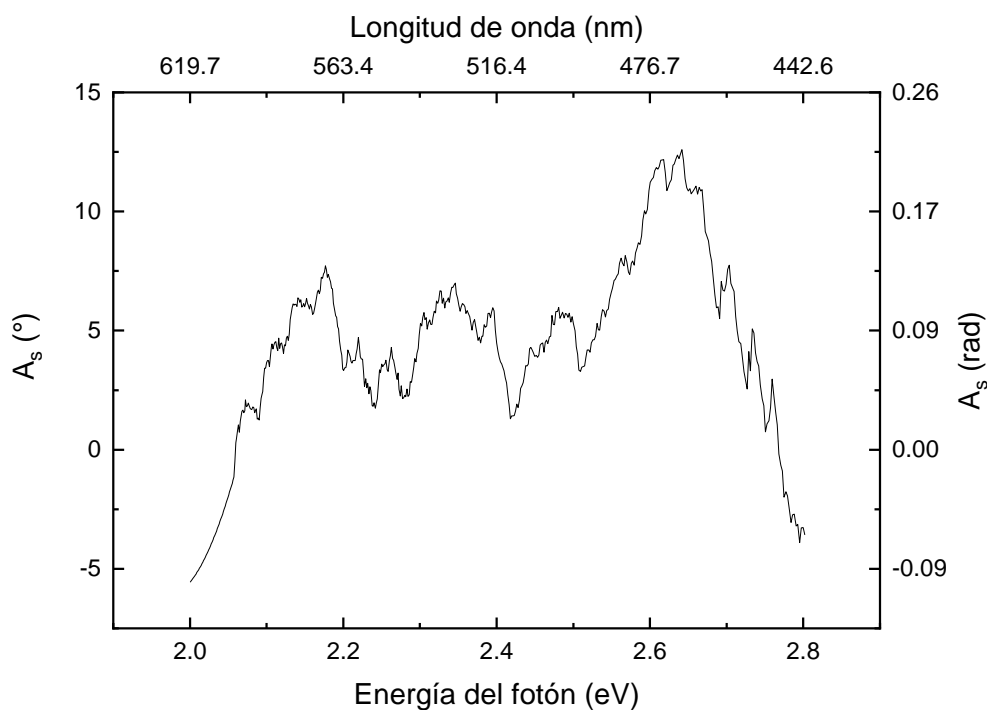


Figura 2.7: A_s para todas las longitudes de onda en un rango deseado.

Para el cálculo de A_s (sucede algo similar a lo mostrado en la Figura 2.4), se tomó la expresión de: [17]

$$A' = A - A_s = 2\Theta_2 - \Theta_4(P_s) + \pi/2, \quad (2.13)$$

donde $\Theta_4(P_s)$ es el ajuste lineal de la Ec. (2.12) evaluado en el P_s obtenido

para esa longitud de onda (ver Figura 2.6), mientras que el otro término se define como $\Theta_2 = \frac{1}{2} \arctan \frac{\beta'_2}{\alpha'_2}$. De esta manera, se hizo el análisis para cada longitud de onda, cabe destacar que a la gráfica resultante de la Ec. (2.13) se le tuvo que restar 180° debido que los $28,12^\circ$ están dados con respecto al analizador (el cual es un Rochón trabajando de manera inversa), por lo que el ángulo real del analizador con respecto a nuestros ejes coordenados sería: $30^\circ - 180^\circ = 150^\circ$, que es lo que entregaba en un principio la Ec. (2.13). Finalmente, se obtuvo un promedio de todos los A_s en la región deseada ($\sim 4^\circ$) y se movió el analizador hasta llegar al cero real.

Para calibrar el compensador se necesitan dos valores: la diferencia C_s y el retardo δ . El primero se define igual que los anteriores (P_s y A_s), mientras que el segundo se refiere a que tanto se desfasa el eje rápido del eje lento (ver Figura 2.3). El compensador con el que se trabajó tiene un retardo de $\frac{1}{4}\lambda$ (90° de retardo), sin embargo esto sólo es en el caso ideal, existe una variación dependiente de la longitud de onda, y eso es lo que se desea encontrar.

Dicho esto, el fabricante del compensador comercial de la marca *B.Halle Superachromatic Retarder* 310-1100 nm $\lambda/4$ [19] entrega la curva de calibración para el retardo δ que se muestra en la Figura 2.8.

El análisis de estos dos datos se obtuvo mediante lo que sugiere *Collins* y *Aspens* en [17] y [20], en donde se coloca el compensador en modo de transmisión y se hace rotar el analizador como si fuera un arreglo de elipsometría por analizador rotante; con una función del residuo similar a la Ec. (2.11) se encontró el ángulo C_s del compensador ($C_s = 2^\circ$), así como el retardo del mismo, el cual se compara en la Figura 2.8 con el valor reportado por el fabricante.

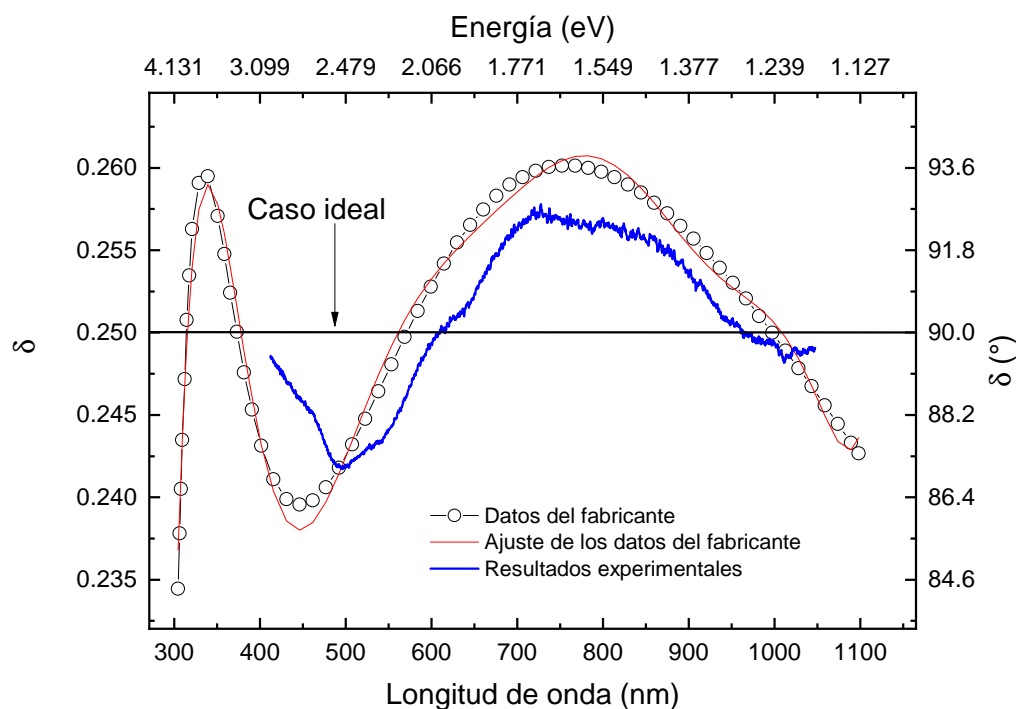


Figura 2.8: Retardo δ obtenido para todas las longitudes de onda en un rango deseado comparado con los datos del fabricante.[19]

Con todas estas correcciones se lograron mejorar los espectros como se puede apreciar en la Figura 5.3, en donde se consiguió una correlación bastante aceptable en el rango deseado, cabe destacar que en esta primera medición se hicieron movimientos grandes (de hasta 4°), este proceso se debe realizar con cada muestra que se desee medir, aunque ya no debería de existir una diferencia tan grande.

2.3.4 Reducción de datos

Conociendo tanto los coeficientes de Fourier mostrados en la Ec. (2.10) como los ángulos reales y sus correcciones, es posible definir dos nuevos valores de la elipse de polarización: el ángulo de inclinación azimutal Q y la excentricidad de la elipse χ :

$$Q = \frac{1}{2} \arctan \frac{\beta_4}{\alpha_4} - A', \quad (2.13a)$$

$$\chi = \frac{1}{2} \frac{\arctan \alpha_2 \cos 2(A' + Q) \tan \frac{\delta}{2}}{2\alpha_4 \sin A'}. \quad (2.13b)$$

El ángulo azimutal definido en la Ec. (2.13a) indica la inclinación de la elipse, siendo su rango $-90^\circ < Q \leq 90^\circ$. Por otro lado la excentricidad χ representa que tan 'ovalada' está la elipse, teniendo un rango de $-45^\circ \leq Q \leq 45^\circ$. Una vez teniendo éstas dos cantidades (para cada longitud de onda) con todas las correcciones necesarias, es posible aplicar las Ecs. (2.14) y (2.15) para obtener Ψ y Δ .

$$\cos 2\Psi = \frac{\cos 2P' - \cos 2Q \cos 2\chi}{1 - \cos 2Q \cos 2\chi \cos 2P'}, \quad (2.14a)$$

$$\tan \Delta = -\frac{\tan 2\chi}{\sin 2Q}. \quad (2.14b)$$

Capítulo 3

Sincronización de los elementos electrónicos

Para poder medir con el arreglo mostrado en la Figura 2.1 era necesario tener una buena sincronización entre los elementos electrónicos, siendo estos el espectrómetro CCD y el motor que haría rotar el compensador.

3.1 Descripción del sistema

El motor utilizado para hacer rotar el compensador fue un motor comercial de la compañía *Oriental Motor* de la serie *AZSeries* con ayuda de su driver *MEXE02*. [38]

En la Figura 3.1 se esquematiza como fue colocado el compensador sobre el motor, en donde el eje lento se colocó vertical a la mesa. El primer espectro se tomó en $\theta = 0^\circ$, después de ello se rotó 2° en dirección contraria a las manecillas para tomar un segundo espectro y así sucesivamente hasta llegar a rotar 180° . Como se escogió $\Delta\theta = 2^\circ$ se tomaron 90 espectros en total, los cuales fueron procesados por las ecuaciones de elipsometría y así obtener los ángulos Ψ y Δ .

Por otro lado, se utilizó un espectrómetro comercial *Flame* de la compañía *Ocean Optics* [37] para la adquisición de los espectros. La problemática se pre-

sentó al momento de sincronizar el motor como el espectrómetro, puesto que se requería tener un barrido completo para poder obtener una medición aceptable.

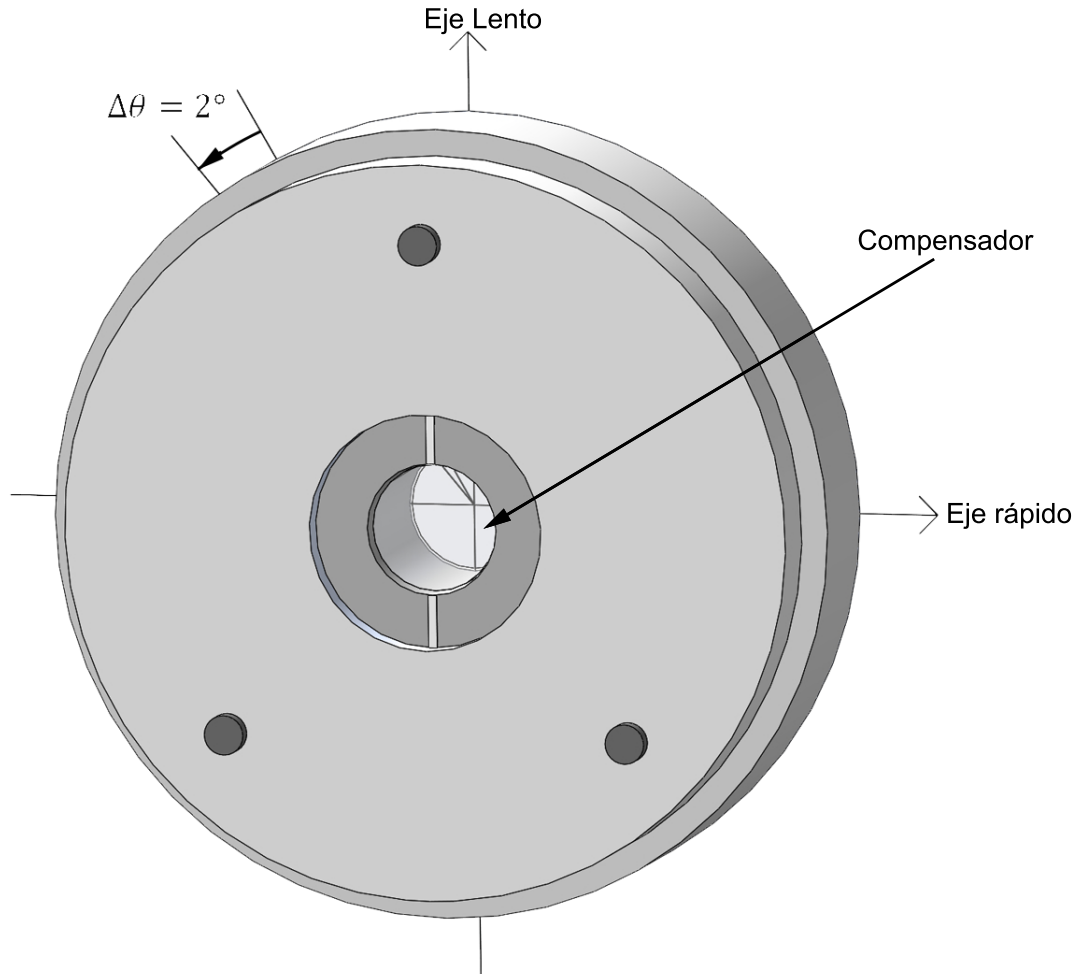


Figura 3.1: Esquema del compensador colocado sobre el motor. Los espectros se toman cada recorrido de $\Delta\theta = 2^\circ$.

La comunicación que se dio se esquematiza en la Figura 3.2, en donde se puede observar como la computadora manda una señal a una tarjeta de adquisición externa, por simplicidad se utilizó una tarjeta *Arduino*[39], la cual manda la señal de disparo tanto al espectrómetro como al driver que controla el motor.

Una de las configuraciones propuestas fue mover el motor por medio de pul-

Sincronización de los elementos electrónicos

pos, donde el espectrómetro va a adquirir un espectro al momento de iniciar su recorrido de 2° mostrado en la Figura 3.1. La sincronización de las señales se muestran en la Figura 3.4. En donde al momento de dar un pulso de $2ms$ seguido de un retraso de $100ms$ se activa tanto la adquisición como el comando para que el motor se mueva (el cual tiene una rampa de aceleración); éste proceso se repite las 90 veces necesarias para que el motor recorra los 180° .

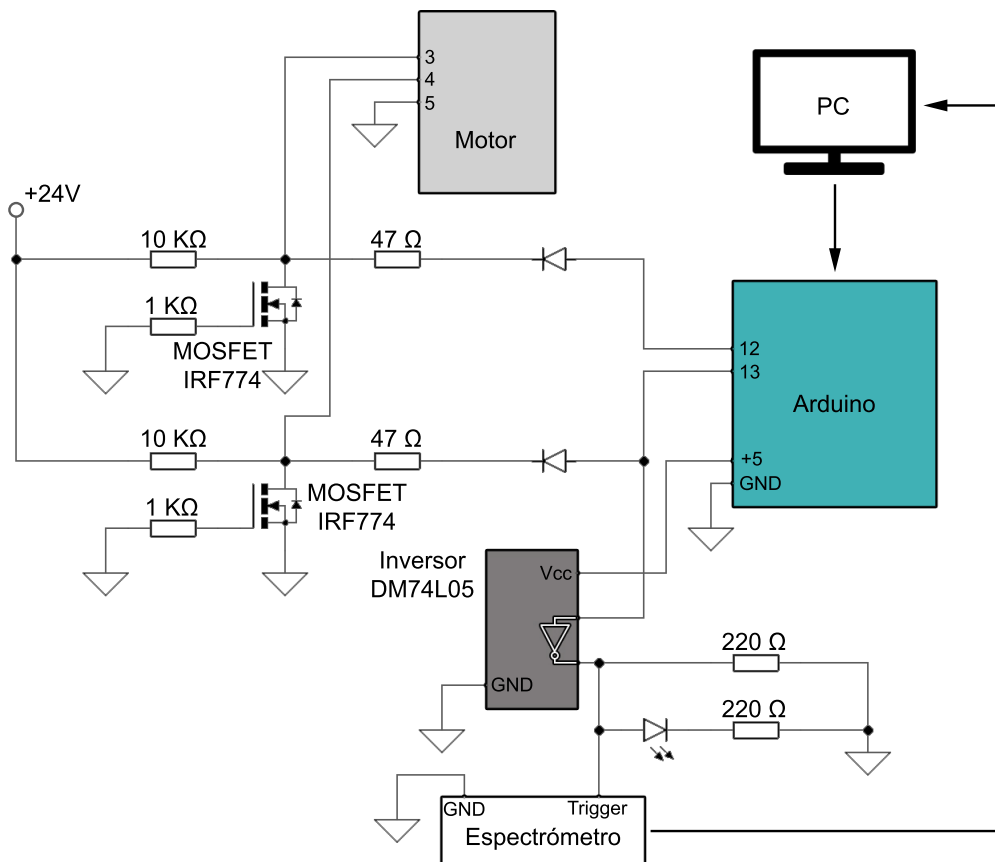


Figura 3.2: Diagrama de la electrónica utilizada para sincronizar el motor y el espectrómetro CCD.

3.2 Electrónica utilizada

La electrónica utilizada se muestra en la Figura 3.2; como el driver del motor funciona con $24V$ y la tarjeta de adquisición arroja $5V$ fue necesaria la imple-

Sincronización de los elementos electrónicos

mentación de un transistor de potencia MOSFET IRF774. Ahora bien, debido a que el driver del motor tomaba el 1 lógico que entregaba el Arduino como estado de *OFF*, se utilizó un circuito inversor DM74L0 para convertir el 1 lógico en *ON* para el trigger del espectrómetro y así utilizar la misma señal para ambos dispositivos. El motor puede guardar hasta 256 comandos, sólo eran necesarios tres de ellos: $+2^\circ$, $+4^\circ$ y regresar a 0° , por lo que sólo era necesario un número de dos bits, que son las dos entradas al motor.

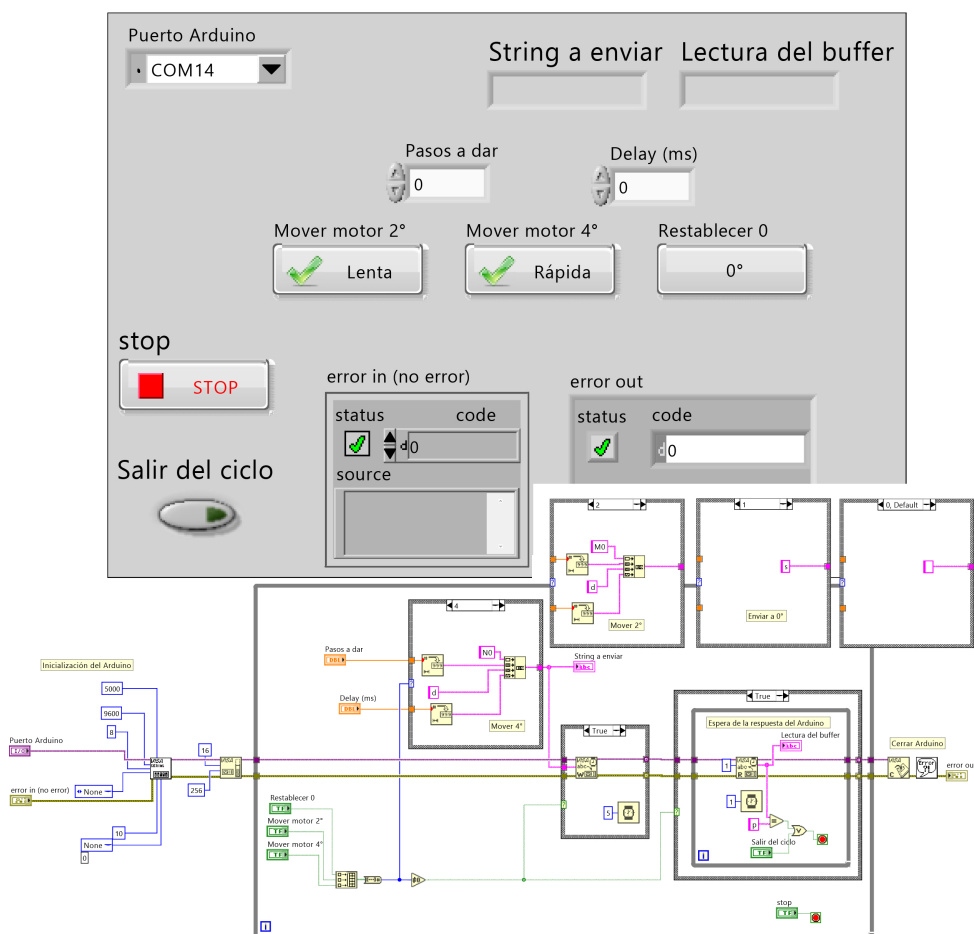


Figura 3.3: Panel frontal de y diagrama de bloques de la interfaz de LabVIEW para controlar el motor y el espectrómetro.

3.3 Software y comunicación

Una interfaz en LabVIEW sirvió como comunicación al arduino, en donde los comandos son mandados al monitor serial de éste para poder mandar los pulsos necesarios a un delay dado; como se puede ver en la Figura 3.3 se tiene la opción de hacer dos distancias de pasos diferentes: 2° y 4° , para cuestión de este trabajo de tesis únicamente se usó el primero.

En la Figura 3.4 se puede apreciar como el motor tiene una rampa de velocidad, puesto que el fabricante asegura una gran precisión en posición, velocidad y aceleración. Se escogió una velocidad y una aceleración relativamente bajas ($300^\circ/s$ y $10^{30}/s^2$) para evitar un esfuerzo innecesario al compensador, de esta manera el recorrido total, ergo, la medición se realiza en doce segundos aproximadamente, pudiendo reducir ese tiempo a un segundo.

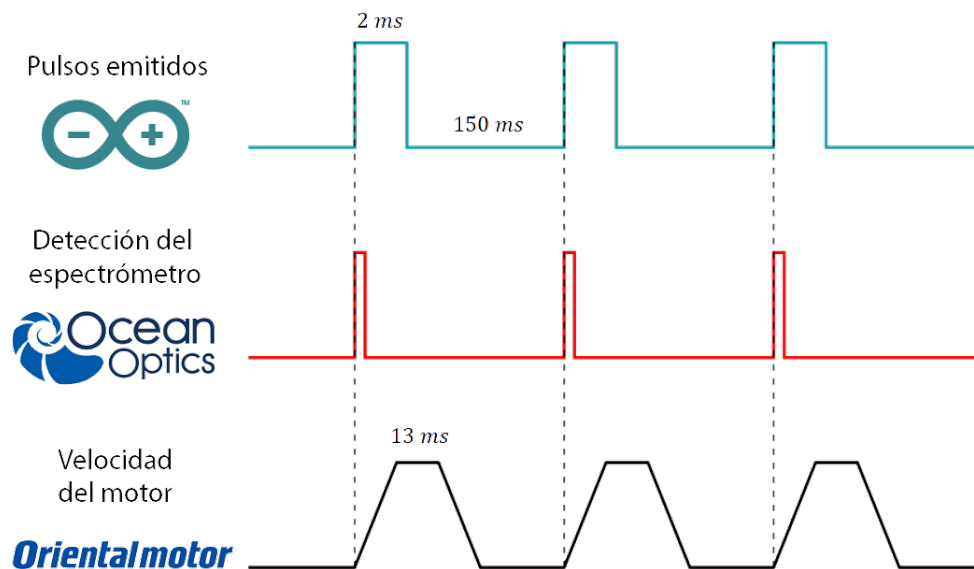


Figura 3.4: Diagrama de la sincronización entre los distintos elementos electrónicos utilizados en el sistema.[37][38][39][35][36]

Capítulo 4

Fundamentos de algunos semiconductores

Un material en 'estado sólido' se puede comportar de dos maneras principales: amorfo y cristalinamente, en el primer caso no existe ningún orden en las moléculas mientras que en el segundo (que es el que nos vamos a enfocar) los átomos tienen cierto orden. Anteriormente en la sección 1.61 se empezó a discutir al respecto, concretamente podemos decir que un cristal es un arreglo periódico de átomos con su respectiva celda unitaria, en la Figura 4.2 se muestran las celdas unitarias de los semiconductores estudiados.

A una red cristalina se le puede asociar una red recíproca en el espacio de momentos (ver referencias [11] y [12]), para la red hexagonal se pueden definir varios puntos de interés: Γ , K y M , siendo éstos las direcciones (000) , $(\frac{1}{3}\frac{1}{3}0)$ y $(\frac{1}{2}00)$ respectivamente; para la fcc, diamante y zincblenda las regiones de interés son: Γ , X y L , las cuales son (000) , $(\frac{1}{2}0\frac{1}{2})$ y $(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2})$. [31]

Un material semiconductor se puede definir como aquella sustancia cristalina en que a $T = 0K$ tiene una estructura de bandas en donde una banda electrónica está completamente llena y otra totalmente vacía, separadas por una región de energías prohibidas. [11] La región en la que coexisten los electrones se le conoce

como banda de conducción, a la región en donde habitan los huecos electrónicos es llamada banda de valencia, y al conjunto de energías prohibidas simplemente se le dice banda prohibida.

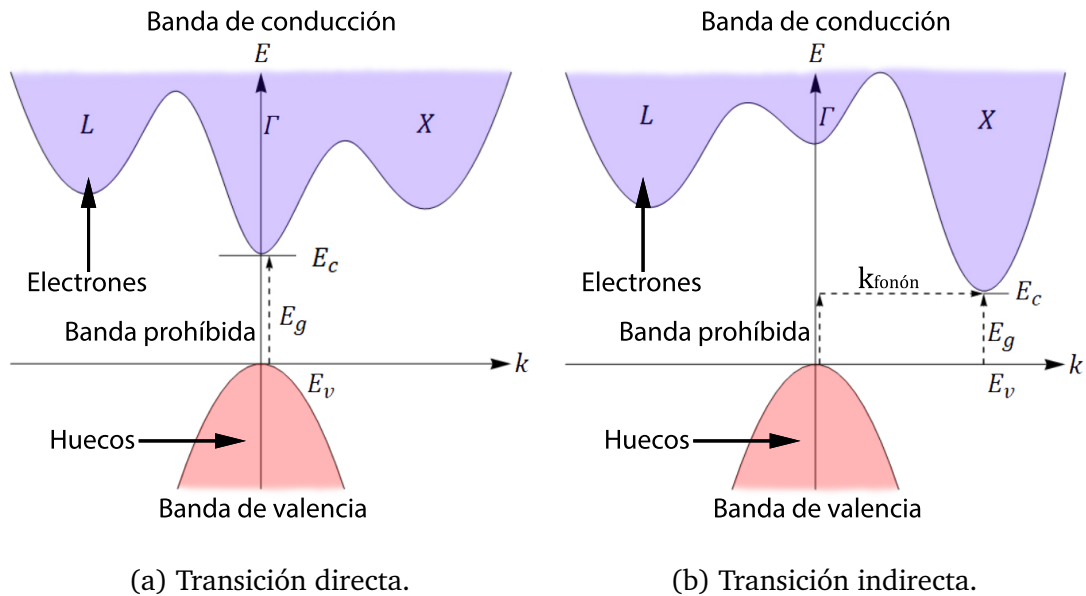


Figura 4.1: Diagramas de de la recombinación de un electrón-hueco.

Al momento de realizarse la recombinación entre un electrón y un hueco ubicados cerca del borde de la banda de conducción y la banda de valencia respectivamente, se produce un fotón con energía del ancho de la banda prohibida. Si el mínimo de energía de ambas bandas se encuentran en el mismo punto en el espacio recíproco de k , sucederá lo que se conoce como transición directa, que se puede observar en la Figura 4.1a. Por otro lado, si el mínimo de la banda de conducción no se encuentra en el mismo punto que el máximo de la banda de valencia entonces se necesitará la generación o absorción un un fonón para que la conservación del momento se cumpla (ver Figura 4.1b), a este suceso se le conoce como transición indirecta.

Fundamentos de algunos semiconductores

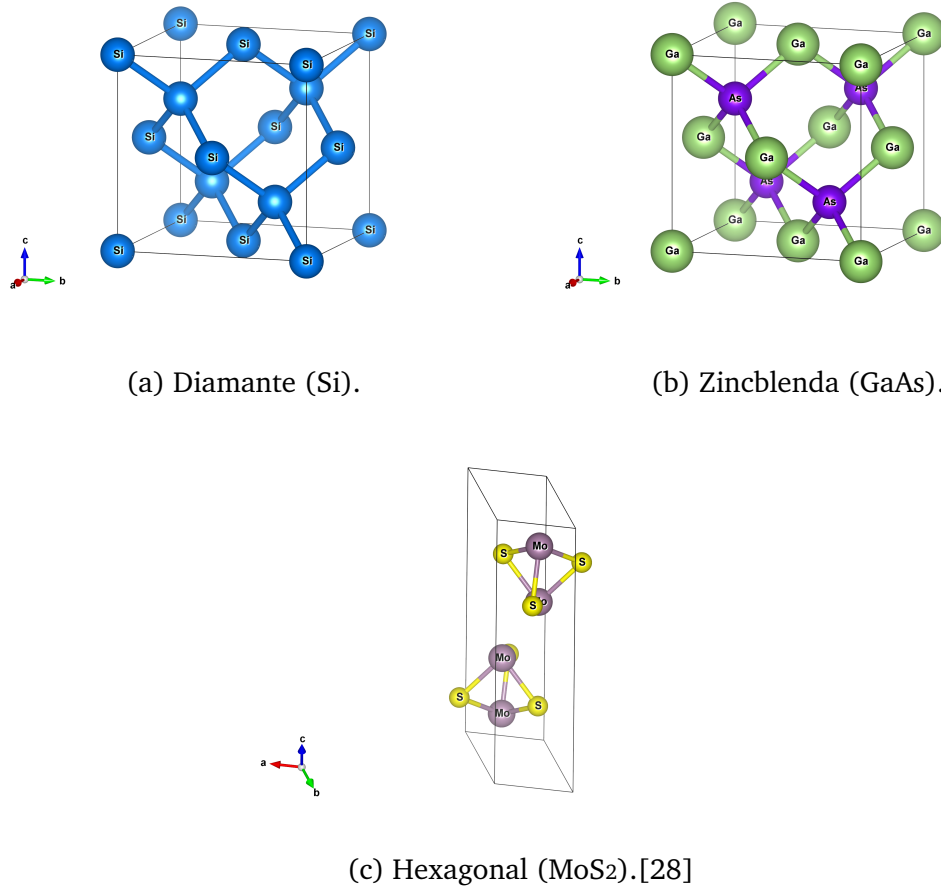


Figura 4.2: Celda unitaria de los semiconductores medidos. \hat{a} , \hat{b} y \hat{c} son los vectores primitivos de las celdas.

En el presente trabajo de tesis se va a trabajar con distintas muestras de semiconductores de diferente tipo: materiales en bulto (Si, GaAs y GaSb), películas delgadas de dicalcogenuros (MoS₂) y rejillas de difracción (InP muy dopado).

4.1 Semiconductores en bulto

Los materiales en bulto son aquellas sustancias cristalinas en las que idealmente no se componen de capas de distintos materiales, pueden tener cierta concentración de portadores o ser intrínsecos.

4.1.1 Silicio (Si)

El silicio (Si) es el material semiconductor más estudiado y abundante en la Tierra. Presenta celda unitaria de diamante como se ve en la Figura 4.3a (simetría cúbica) con parámetro de red del silicio es $a = 0,543nm$. [23] Es un semiconductor indirecto con un ancho de banda prohibida de $E_g = 1,12eV$.

Se utilizó una muestra de silicio para calibrar el sistema, puesto que se tenían mediciones de esa muestra de un elipsómetro comercial.

4.1.2 Semiconductores III-V

Los semiconductores III-V son aquellos compuestos formados por un elemento del grupo III de la tabla periódica (Bo, Al, Ga, In) con uno del grupo V (N, P, S, Sb).

Los semiconductores III-V tienen la característica de que presentan celda unitaria de zincblenda como la que se muestra en la Figura 4.3a (simetría cúbica), las muestras con las que se trabajaron en el presente trabajo son cristales en bulbo de GaAs, GaSb y InP, siendo todos semiconductores directos; en la Tabla 4.1 se muestran tanto el parámetro de red como el ancho de banda prohibida de esos materiales.

Cuadro 4.1: Parámetros de red y ancho de banda prohibida de los semiconductores III-V estudiados. [32]

	$a(\text{Å})$	$E_g(eV)$
GaAs	5.530	1.008
GaSb	5.981	0.547
InP	5.729	1.232

Para el caso del InP se van a considerar cuando está dopada con Fe, Si y S. El Si es un elemento que en los III-V se comporta como un dopante tipo n; [25] el S

al estar en el grupo VI de la tabla periódica se comporta como donador, haciéndolo así un dopante tipo n; para el caso del InP:Fe, se le denomina semiaislante, y puede ser tipo n y tipo p.[26][27]

4.1.3 Modelo de dos fases

Una vez obtenidos los espectros de Ψ y Δ , el siguiente paso es obtener la permitividad compleja ε según la naturaleza de la muestra.

El modelo de dos fases es el más sencillo, utilizado para una interfaz entre dos medios isotrópicos y homogéneos. Se puede obtener a partir de las ecuaciones de Fresnel,[6] obteniendo una expresión que depende de la reflectividad compleja ρ definido en (2.2) y el ángulo de incidencia ϕ :

$$\langle \varepsilon \rangle = \varepsilon_a \left[\sin^2 \phi + \sin^2 \phi \tan^2 \phi \left(\frac{1 - \rho}{1 + \rho} \right)^2 \right], \quad (4.1)$$

donde a $\langle \varepsilon \rangle$ se le conoce como la pseudo función dieléctrica y ε_a es la función dieléctrica del medio incidente (1 en el aire).[16][8]

Cabe destacar que la Ec. (4.1) es válida únicamente en un caso muy ideal (una muestra perfecta sin óxidos en la superficie), pero sirve para tener una buena aproximación para los casos reales.

4.2 Películas delgadas de dicalcogenuros

Los calcogenuros son compuestos formados por al menos un anión calcógeno (elemento ubicado en la columna 6 de la tabla periódica: O, S, Se, Te, Po) y un metal. Generalmente presentan celda unitaria hexagonal.

4.2.1 Disulfuro de molibdeno (MoS₂)

El material de éstas características que se va a estudiar es el disulfuro de molibdeno (MoS₂), material que lleva estudiándose durante varias décadas; su estructura cristalina es hexagonal como se muestra en la Figura 4.3c, sus parámetros de red reportados en la literatura se muestran en el Cuadro 4.2, donde la coordenada interna z determina la distancia entre cada monocapa del dicalcogenuro.

Cuadro 4.2: Parámetros de red y coordenada interna z del MoS₂. [22]

	$a(\text{Å})$	$c(\text{Å})$	z_{bulto}	z_{2L}	z_{1L}
MoS ₂	3.160	12.296	1.565	1.572	1.572

El MoS₂ tiene la característica de que en forma de cristal en bulto y bicapa es un semiconductor indirecto mientras que en monocapa se comporta como semiconductor directo, ver la Figura 4.3.

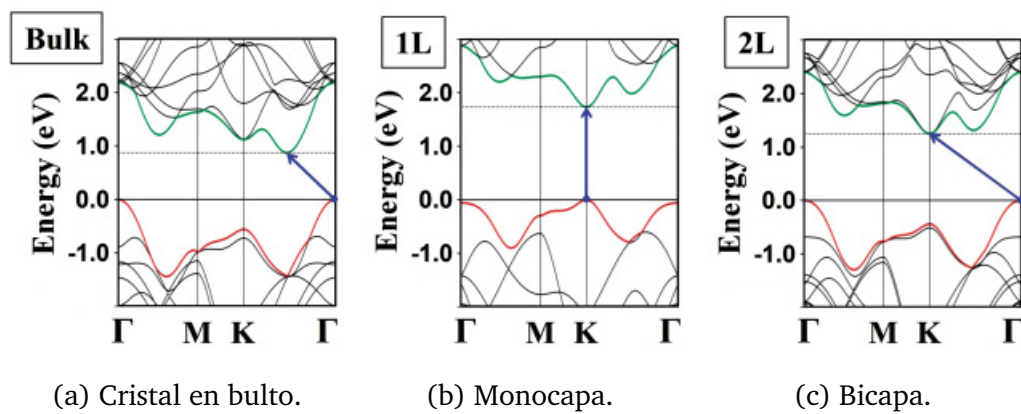


Figura 4.3: Estructura de banda para distintas formas del MoS₂. [22]

4.3 Rejillas de difracción

Una rejilla de difracción se puede entender como una estructura periódica que se encarga de difractar la luz incidente a una dirección diferente a la incidente, depende de la longitud de onda.[6][29]

La intensidad de la luz que sale de la rejilla está dada por

$$I_m = 4 \sin^2 \left(\frac{\phi}{2} \right) \frac{\sin^2 \left(\frac{m\pi}{2} \right)}{m^2 \pi^2}, \quad (4.2)$$

donde ϕ es el ángulo de incidencia y m el orden de difracción.[29]

Se puede ver en (4.2) que existen órdenes de difracción en donde la intensidad se convierte en cero, para este caso es cuando m es par.

4.3.1 Rejillas de InP

Para el presente trabajo se utilizaron rejillas de difracción, básicamente son una capa de InP:Si crecidas en un sustrato de InP:S, a la capa epitaxial se le hizo fotolitografía para generar el patrón periódico mostrado en la Figura 4.4, las concentraciones del sustrato y de la rejilla son de 10^{18} y 10^{19}cm^{-1} respectivamente con periodo de $50 \mu\text{m}$ (el ancho de la parte superior e inferior mide $25 \mu\text{m}$).[30]

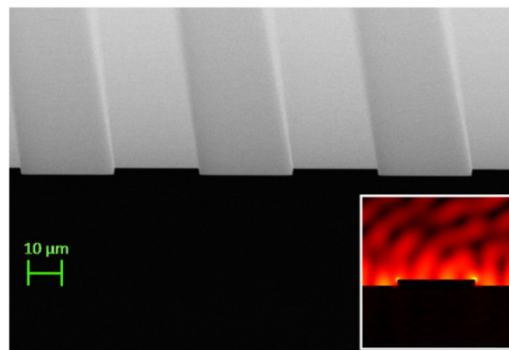


Figura 4.4: Imagen SEM de la rejilla de difracción de InP, en el recuadro se muestra la simulación del mapa del campo eléctrico simulado para $\theta = 32^\circ$. [30]

Capítulo 5

Mediciones experimentales

En el presente Capítulo se muestran los espectros que se obtuvieron con el espectrómetro de elipsometría desarrollado. Se tomaron comparaciones de dos espectrómetros comerciales que se muestran en la Figura 5.1: uno de la marca *HORIBA*[40] y otro de la marca *Woollam*.[41] Ambos elipsómetros están en el rango deseado para nuestra aplicación ($190 - 2100nm$ y $193 - 1690nm$ respectivamente).



(a) *UVISEL Plus* de la marca *HORIBA*.[40]



(b) *M-2000* de la marca *J. A. Woollam*.[41]

Figura 5.1: Espectrómetros de elipsometría utilizados para comparar las mediciones obtenidas.

5.1 Criterios de corrección

Debido a la forma en la que algunas fórmulas fueron definidas (ver las Ecs. (2.14) y (2.14)), existen problemas al momento de acercarse a los valores extremos (0° , 45° y 90° para el caso de Ψ , y -180° , 90° y 180° para Δ), cuando el espectro de Ψ se acerca a 0° ocurre el problema que se muestra en la Figura 5.2, se puede resolver con una simple condición:

$$\Psi_{Corregida} = 180 - \Psi_{Bruto} \text{ si y sólo si } \Psi_{Bruto} > 45. \quad (5.1)$$

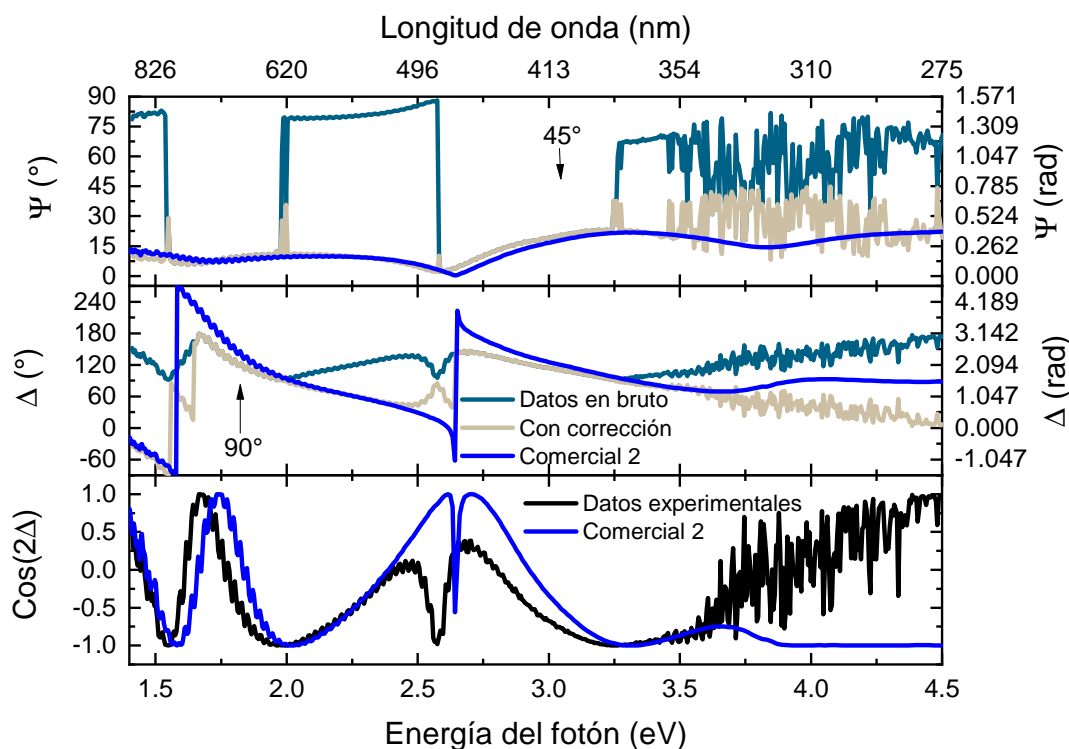


Figura 5.2: Espectros de Ψ , Δ y $\cos 2\Delta$ de una rejilla de InP en orientación vertical en donde se hacen las comparaciones de los datos en bruto y con su respectiva corrección.

Para Δ no hay forma de tener una condición similar a la Eq. (5.1) puesto que todo el espectro se concentra en una sola región como se aprecia en la Figura 5.2 donde los datos en bruto se encuentran en el rango de $90^\circ < \Delta < 270^\circ$. Por lo que se propuso evaluar la función $\cos 2\Delta$ en lugar de Δ .

5.2 Cristales en bulto

Lo primero que se realizó fue la calibración de los distintos elementos ópticos, la cual se detalla en la sección 2.3.3. En la Figura 5.3 se muestran los espectros antes y después de la calibración de una muestra de prueba de silicio con un ángulo de incidencia de 70° con lámpara de Xe comparada con la señal obtenida en uno de los dos espectrómetros comerciales (*Woollam*).

En las Figuras 5.4 y 5.5 se muestran los espectros de elipsometría de una muestra de GaAs y GaSb en bulto a $\phi = 70^\circ$ con lámpara de Xe comparadas con el otro elipsómetro comercial (*HORIBA*).

En la Figuras 5.14 y 5.13 se muestran los espectros de Ψ y Δ de dos muestras de InP a $\phi = 70^\circ$ con lámpara de Xe, una dopada con Si y otra dopada con Fe comparadas con una medición reportada en la literatura.[33]

Ahora bien, teniendo los espectros de Ψ y Δ fue posible sacar la parte real y la parte imaginaria de la pseudo función dieléctrica con la Eq. (4.1), y así obtener n y k , dichos espectros se comparan con lo reportado por Aspnes[16][24] y se muestran en las Figuras 5.6, 5.7, 5.8 y 5.9.

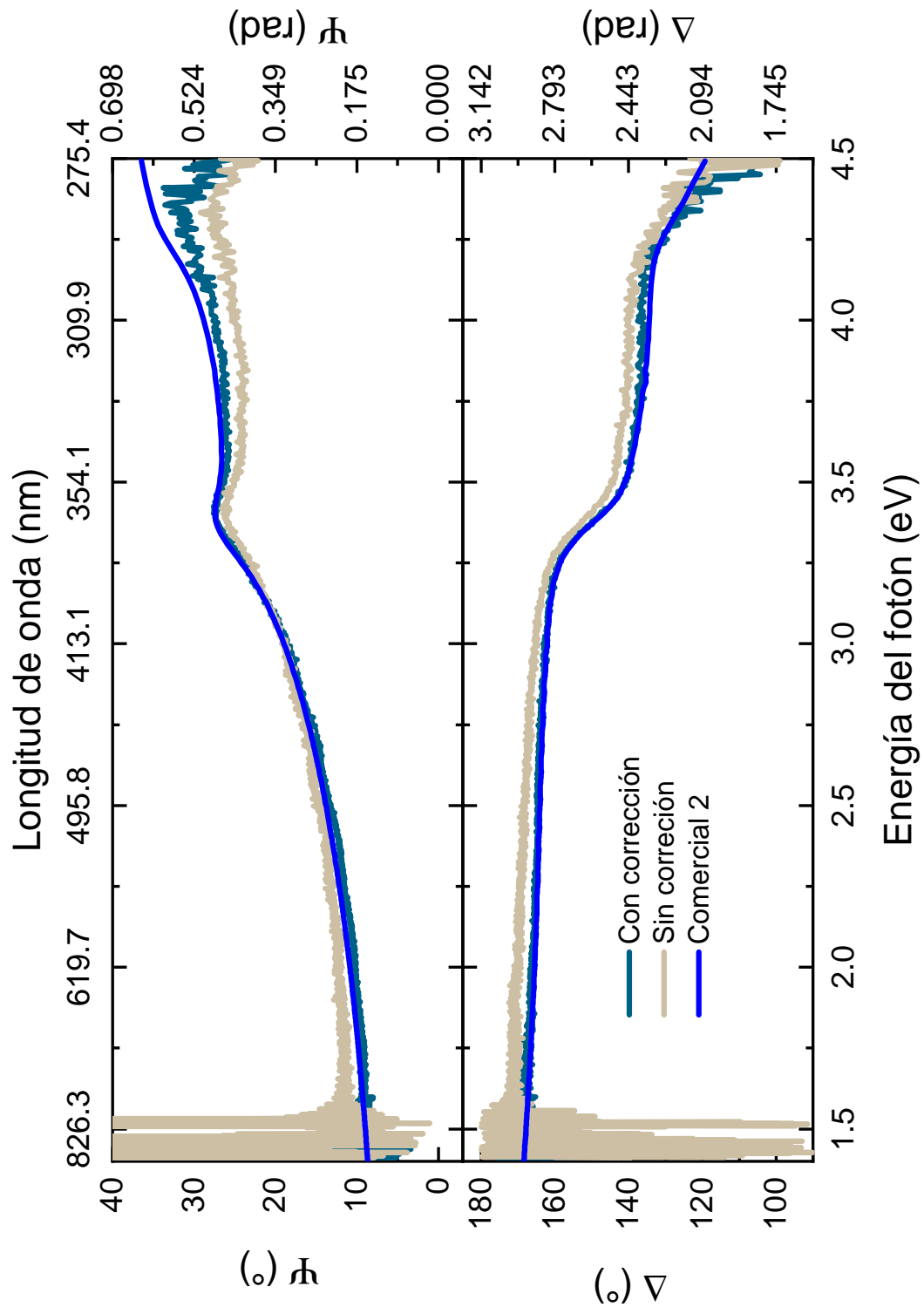


Figura 5.3: Espectros de Ψ y Δ de la muestra de prueba de Si antes y después de realizar la calibración comparados con un espectrómetro comercial.

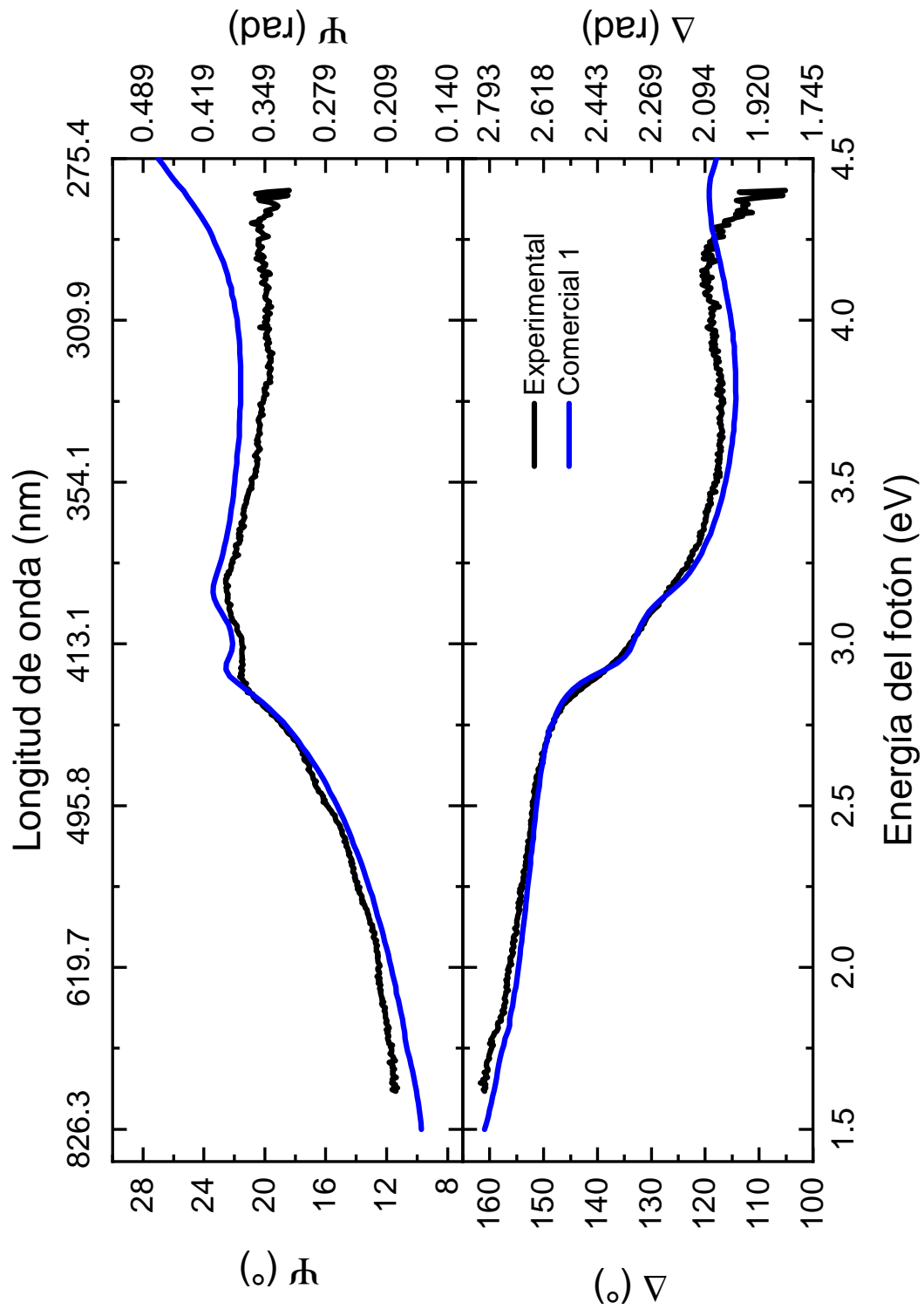


Figura 5.4: Espectros de Ψ y Δ de GaAs comparados con un espectrómetro comercial.

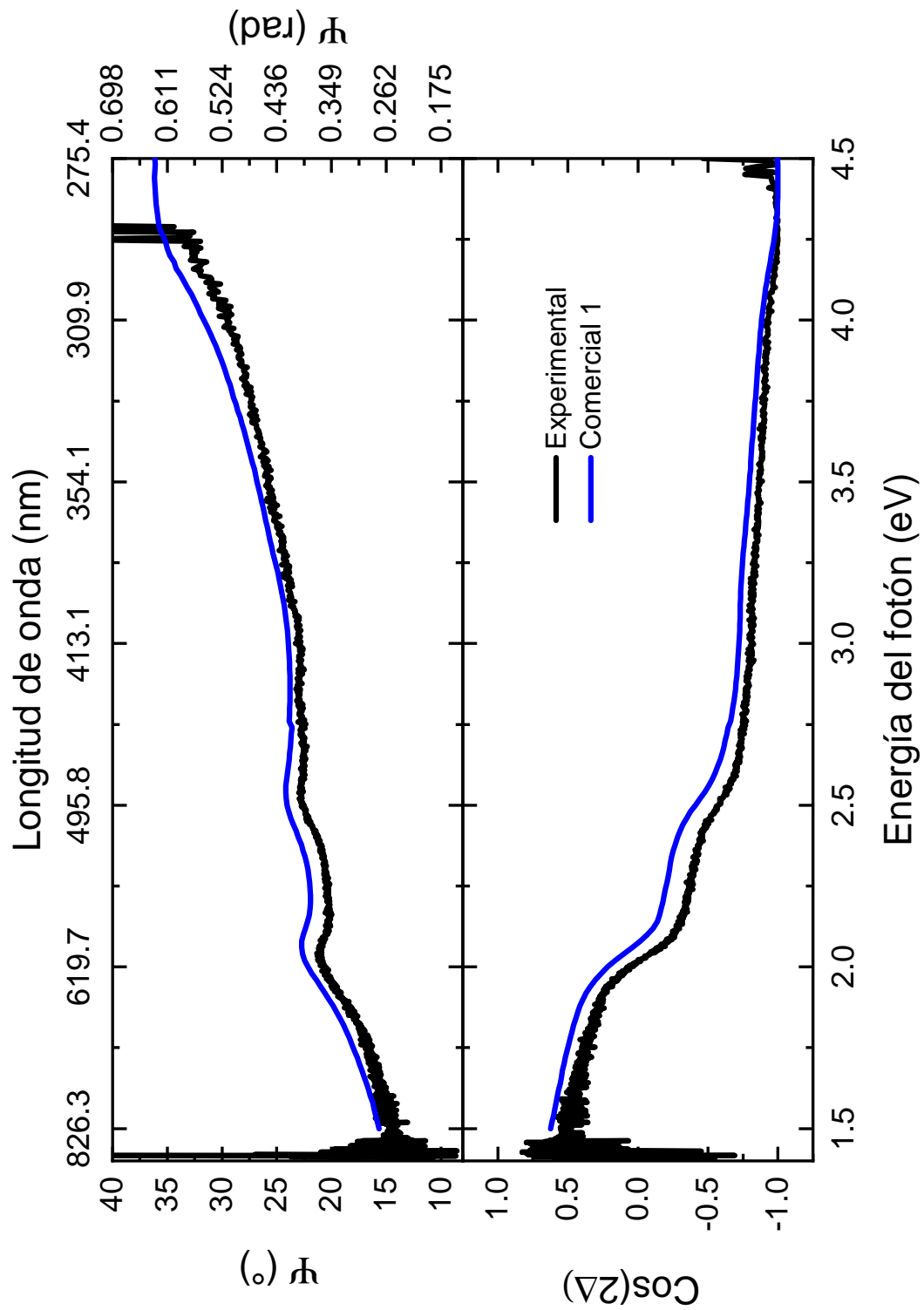


Figura 5.5: Espectros de Ψ y $\text{cos } 2\Delta$ de GaSb comparados con un espectrómetro comercial.

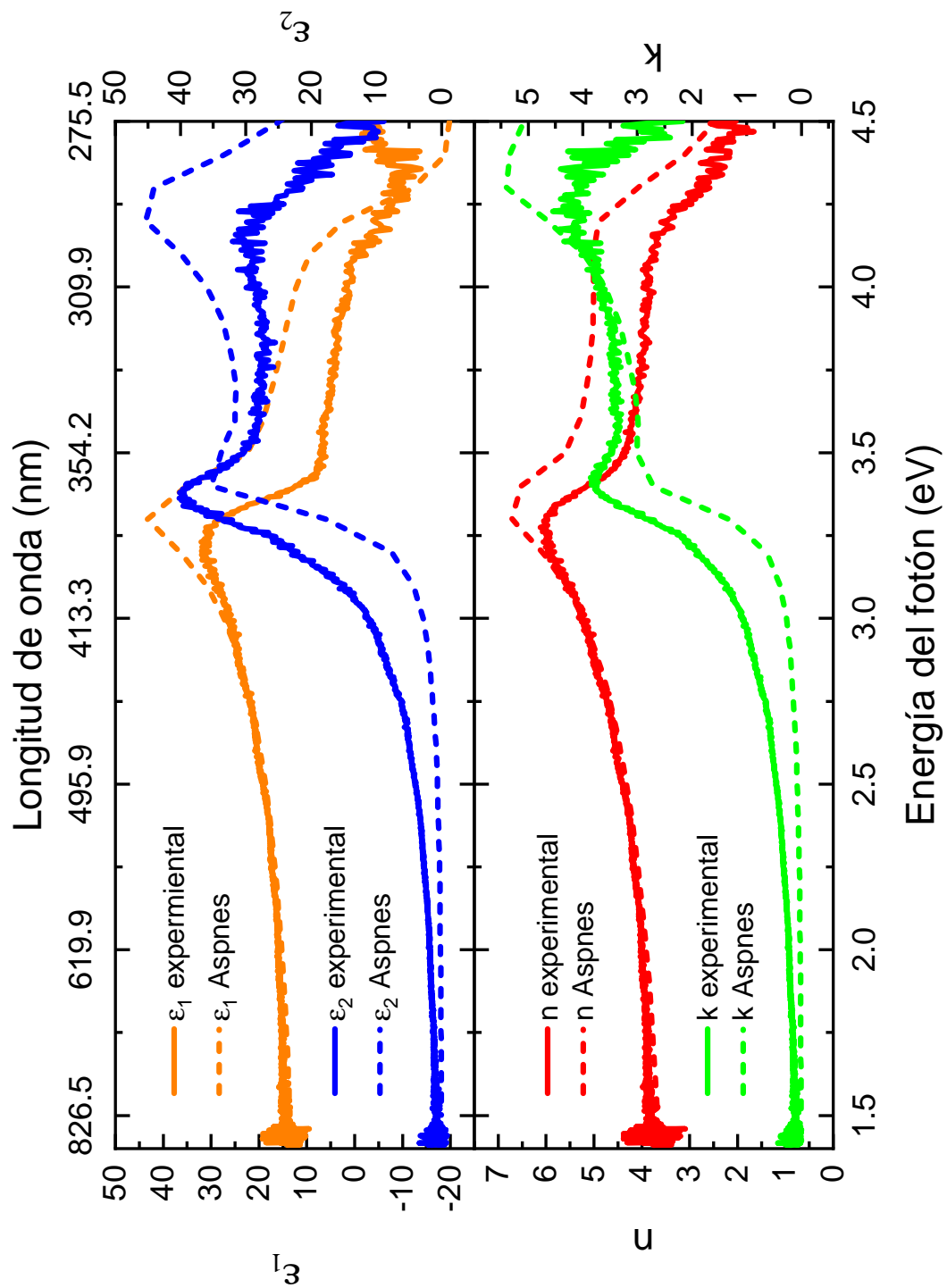


Figura 5.6: Espectros de n , k , ϵ_1 y ϵ_2 de Si a un ángulo de incidencia de 70° comparadas con lo reportado con Aspnes.[16]

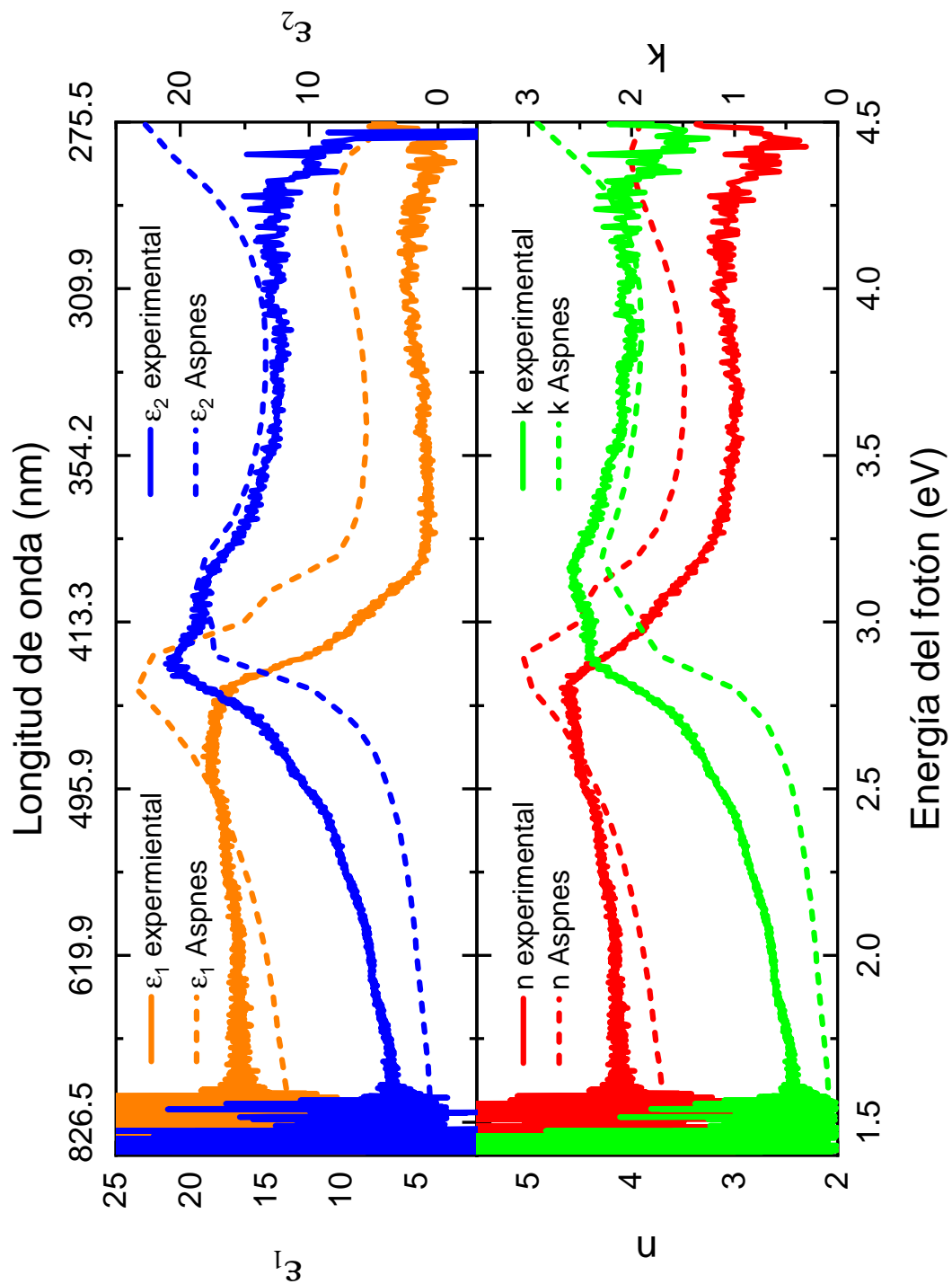


Figura 5.7: Espectros de n , k , ϵ_1 y ϵ_2 de GaAs a un ángulo de incidencia de 70° comparadas con lo reportado por Aspnes.[24]

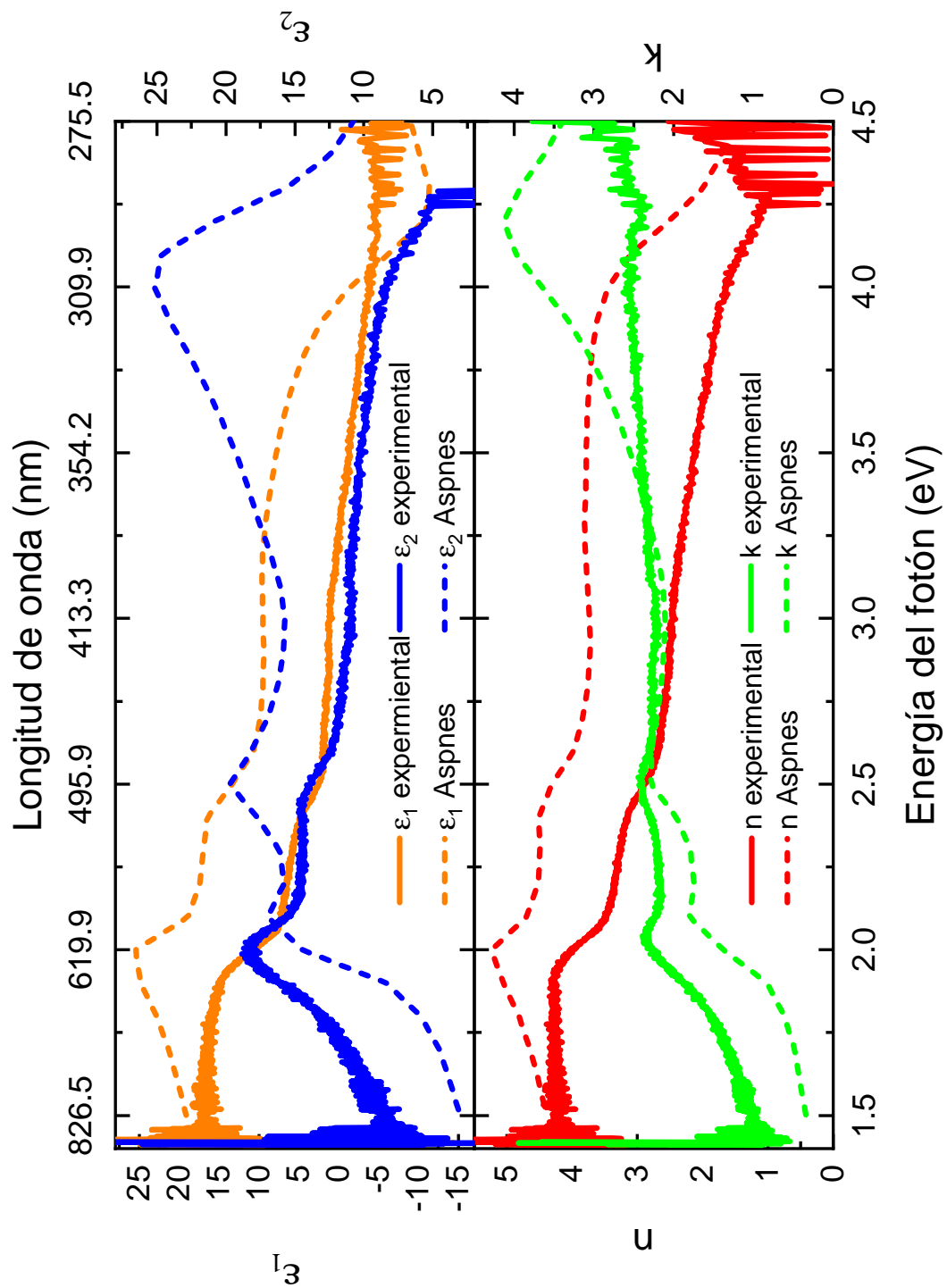


Figura 5.8: Espectros de n , k , ϵ_1 y ϵ_2 de GaSb a un ángulo de incidencia de 70° comparadas con lo reportado por Aspnes.[16]

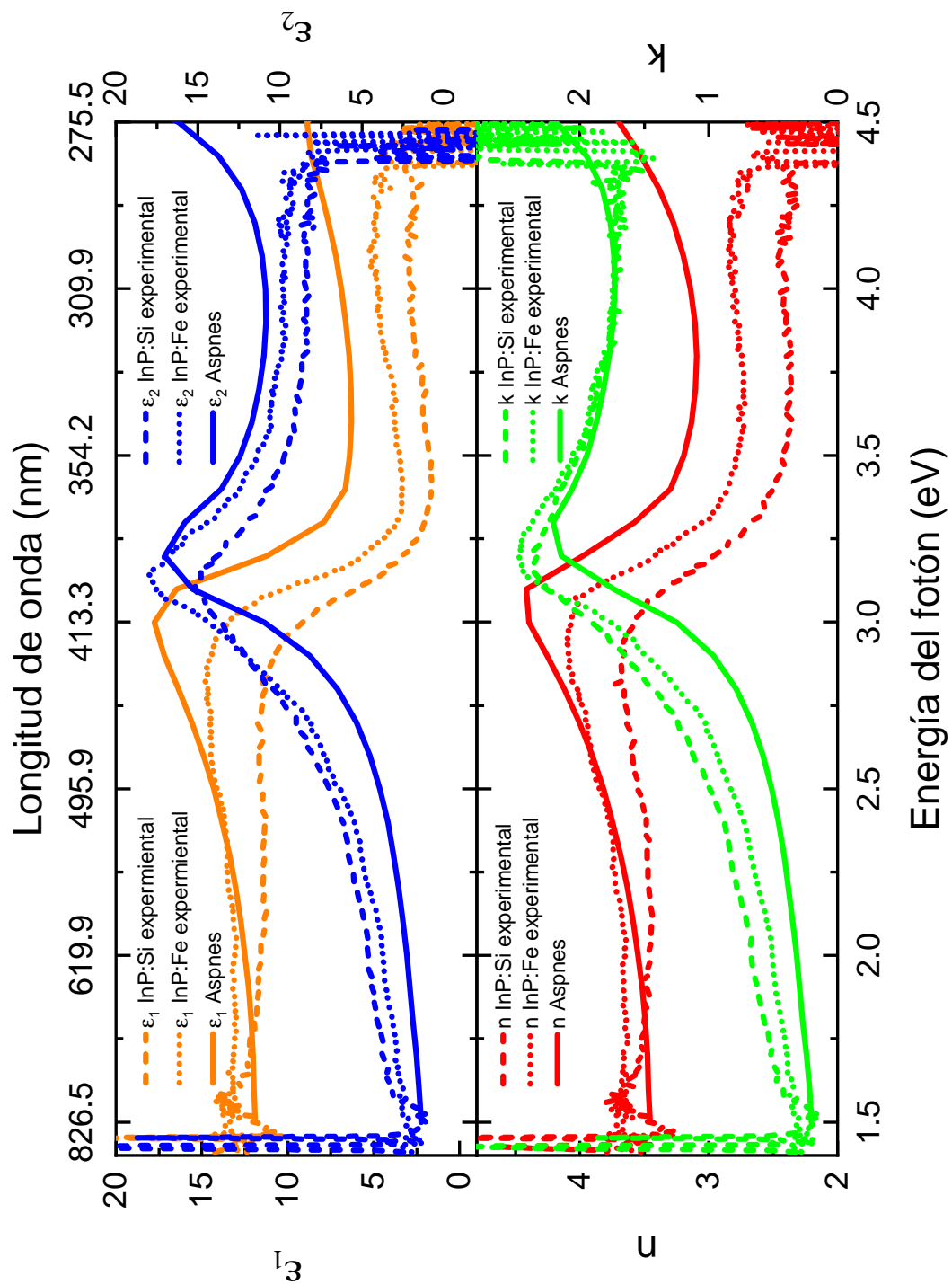


Figura 5.9: Espectros de n , k , ϵ_1 y ϵ_2 de InP:Si y InP:Fe a un ángulo de incidencia de 70° comparadas con lo reportado por Aspnes.[16]

5.3 Película delgada de MoS₂

La muestra que se midió fue una monocapa de MoS₂ crecida en un sustrato de zafiro.

En la Figura 5.10 se observan los espectros de elipsometría de la muestra con $\phi = 70^\circ$ con lámpara de Xe comparados con los obtenidos en un elipsómetro comercial.

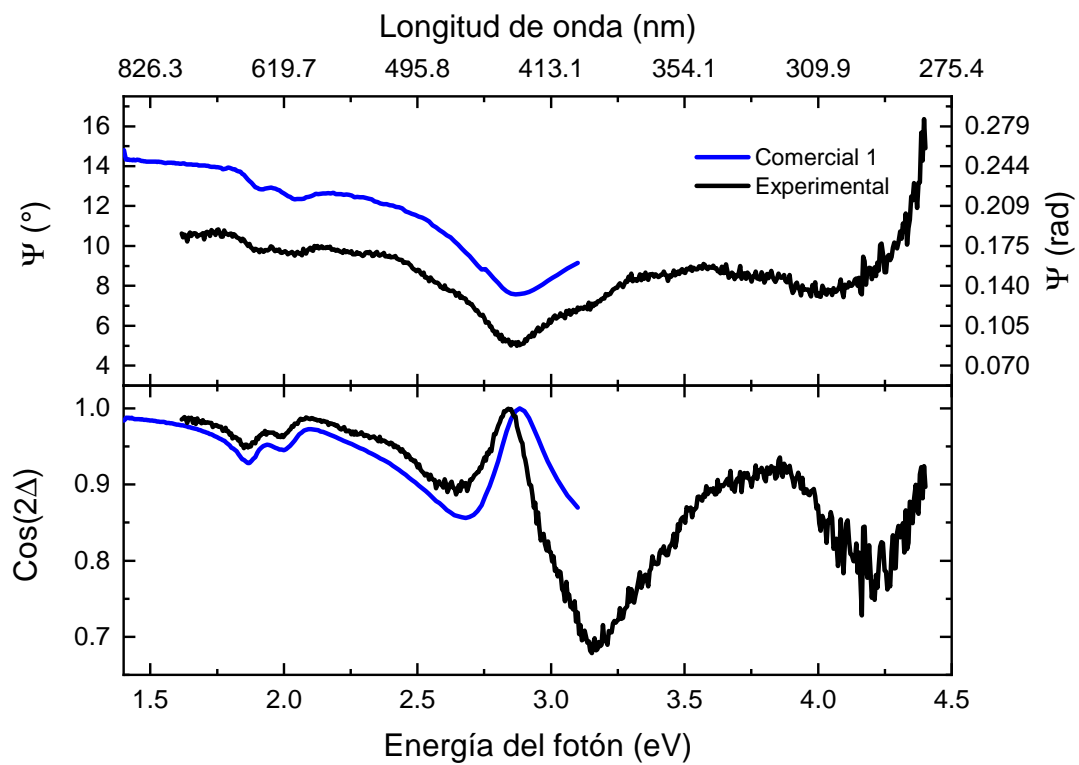


Figura 5.10: Espectros de Ψ y $\cos 2\Delta$ una monocapa de MoS₂ en un sustrato de zafiro comparados con un espectrómetro comercial.

5.4 Rejillas de difracción (InP)

Se utilizaron tres rejillas distintas de InP (cada una con una concentración similar): R1, R2 y R3. En la figura 5.12 se muestran las imágenes en microscopía óptica con el objetivo de 10x de las rejillas en las dos orientaciones en que fueron medidas.

La orientación horizontal y vertical se refieren a que la componente \vec{E}_s se encuentra ortogonal y paralela a las 'aberturas' respectivamente, tal y como se aprecia en la Figura 5.11.

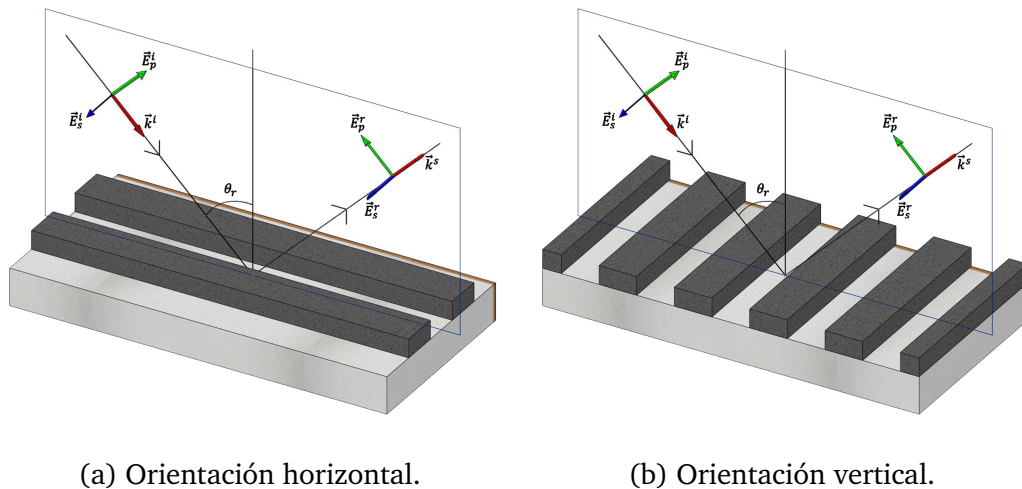
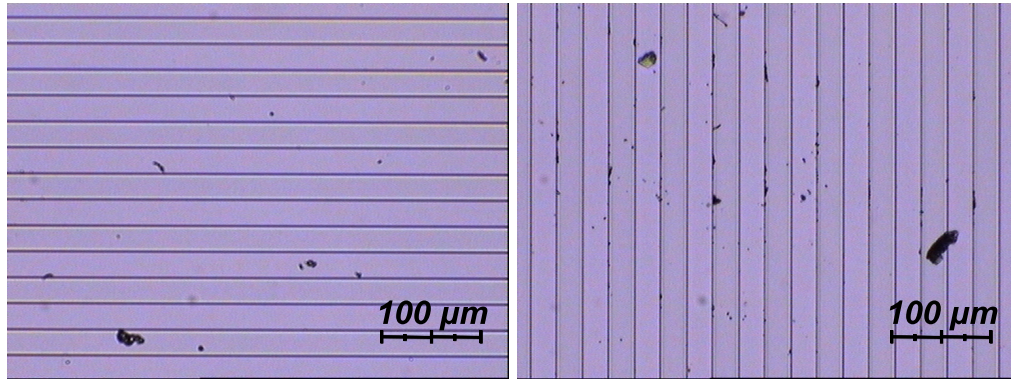


Figura 5.11: Espectrómetros de elipsometría utilizados para comparar las mediciones obtenidas.

Los espectros de elipsometría (con sus respectivas comparaciones y en las dos orientaciones) de las tres rejillas se tomaron a $\phi = 70^\circ$, las cuales se muestran en las Figuras 5.13 y 5.14.

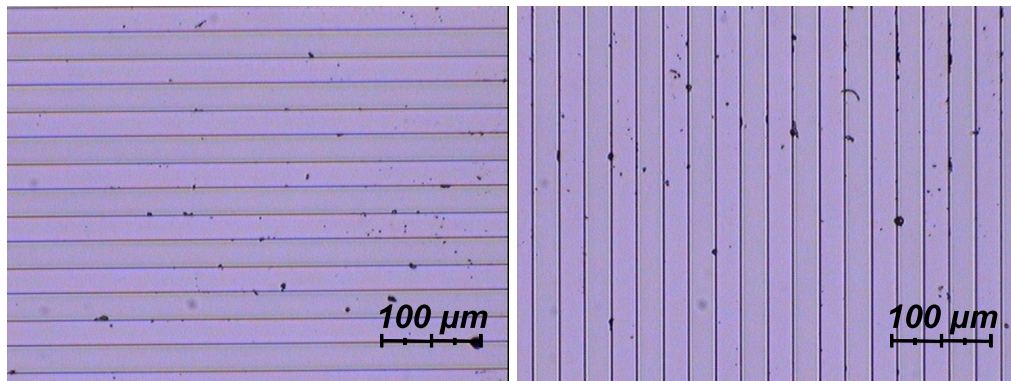
Se decidió estudiar a detalle la Rejilla 3; en las Figuras 5.15 y 5.16 se muestran los espectros de elipsometría con $\phi = 70^\circ$ y utilizando dos lámparas: Xe y W; en las Figuras 5.17 y 5.18 se muestran los espectros con $\phi = 75^\circ$ utilizando la

lámpara de W.



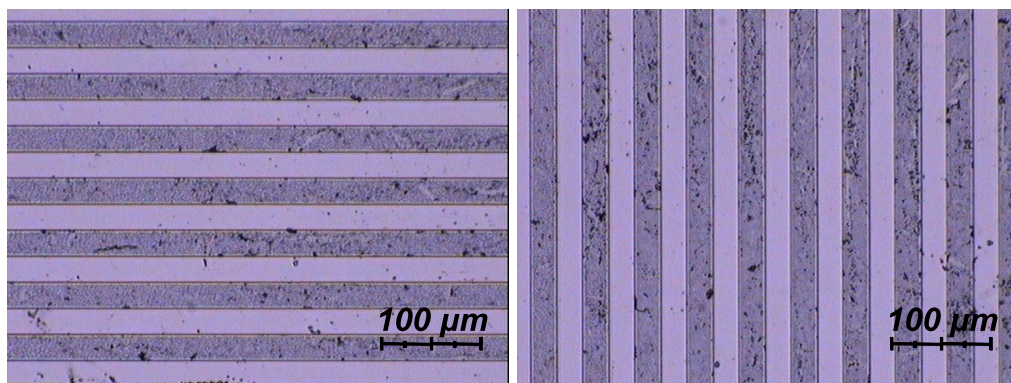
(a) R1 en orientación horizontal.

(b) R1 en orientación vertical.



(c) R2 en orientación horizontal.

(d) R2 en orientación vertical.



(e) R3 en orientación horizontal.

(f) R3 en orientación vertical.

Figura 5.12: Imágenes en microscopía óptica de las rejillas de difracción de InP.

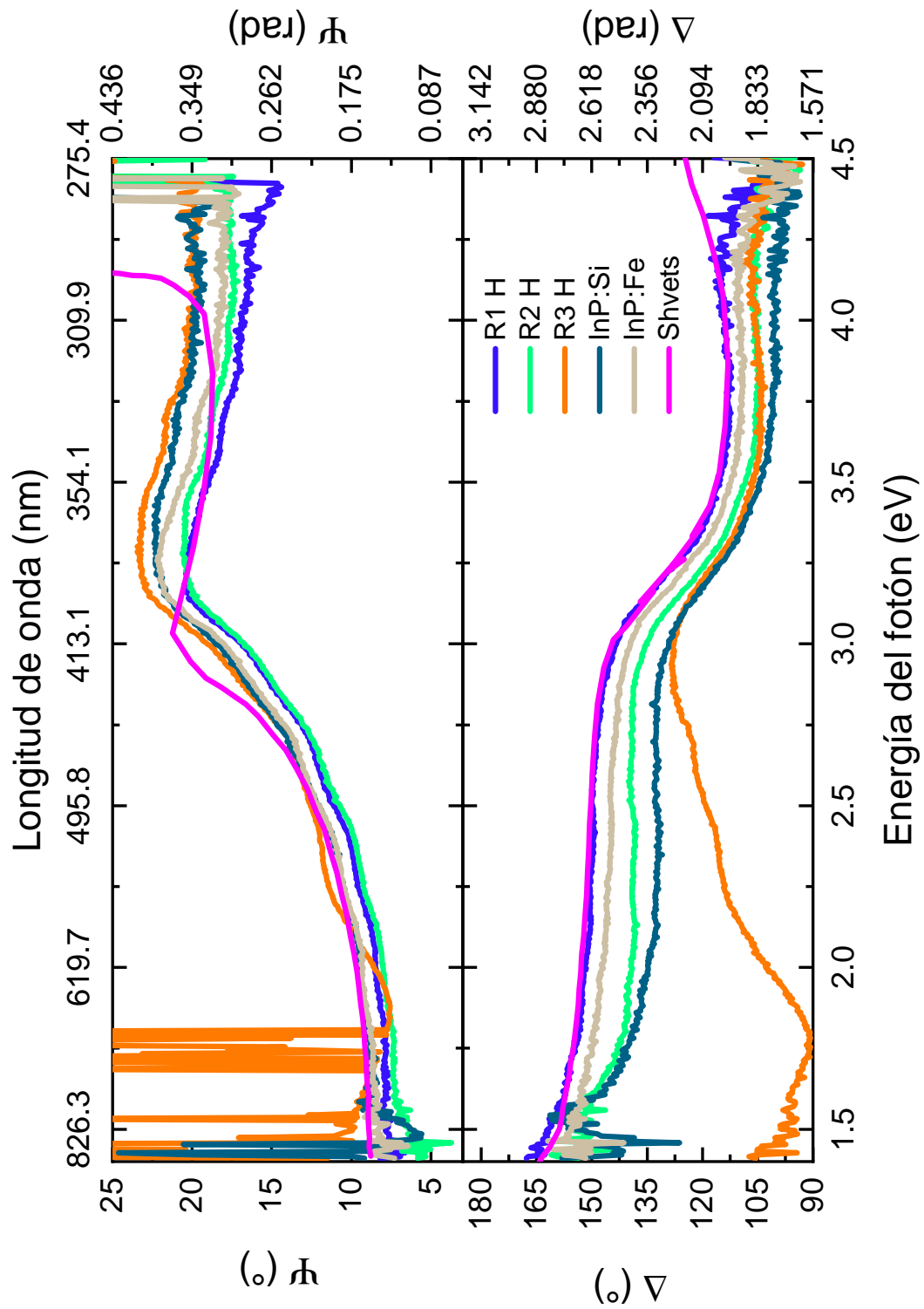


Figura 5.13: Espectros de Ψ y Δ de tres rejillas de InP en orientación horizontal comparadas con InP dopado con Si y Fe, así como una medición reportada.[33]

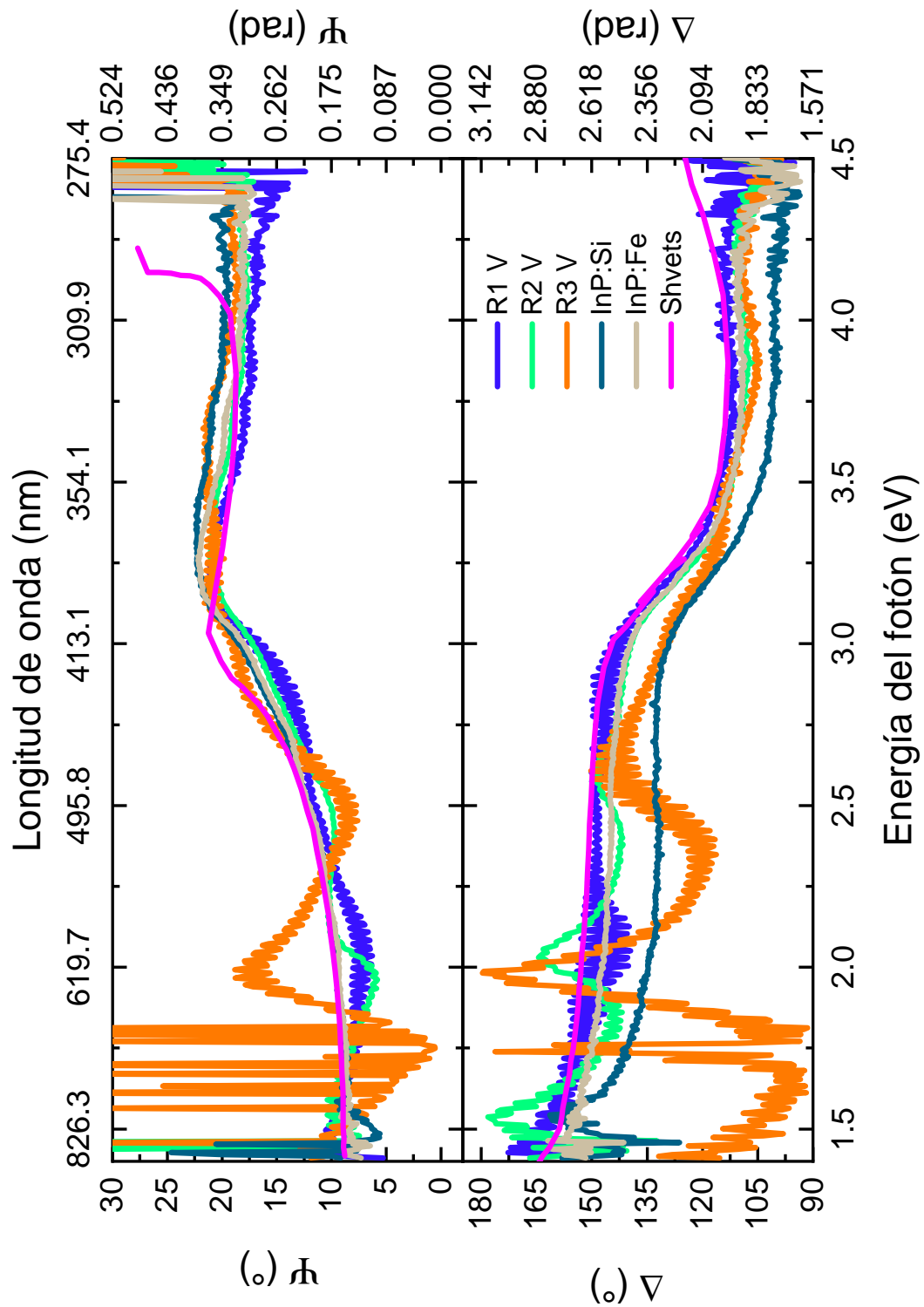


Figura 5.14: Espectros de Ψ y Δ de tres rejillas de InP en orientación vertical comparadas con InP dopado con Si y Fe, así como una medición reportada.[33]

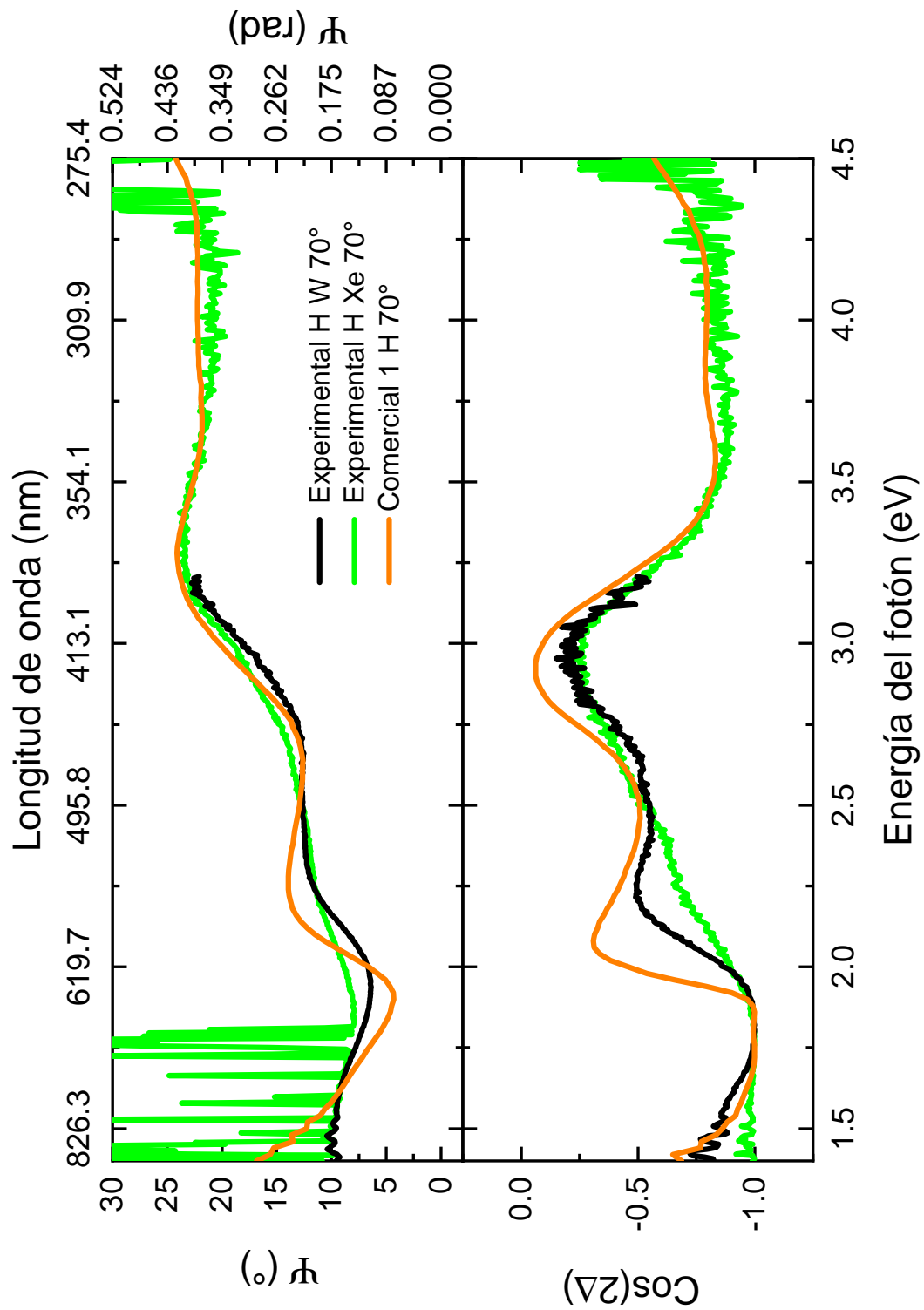


Figura 5.15: Espectros de Ψ y $\cos 2\Delta$ de la rejilla 3 de InP en orientación horizontal a $\phi = 70^\circ$ comparados con un espectrómetro comercial.

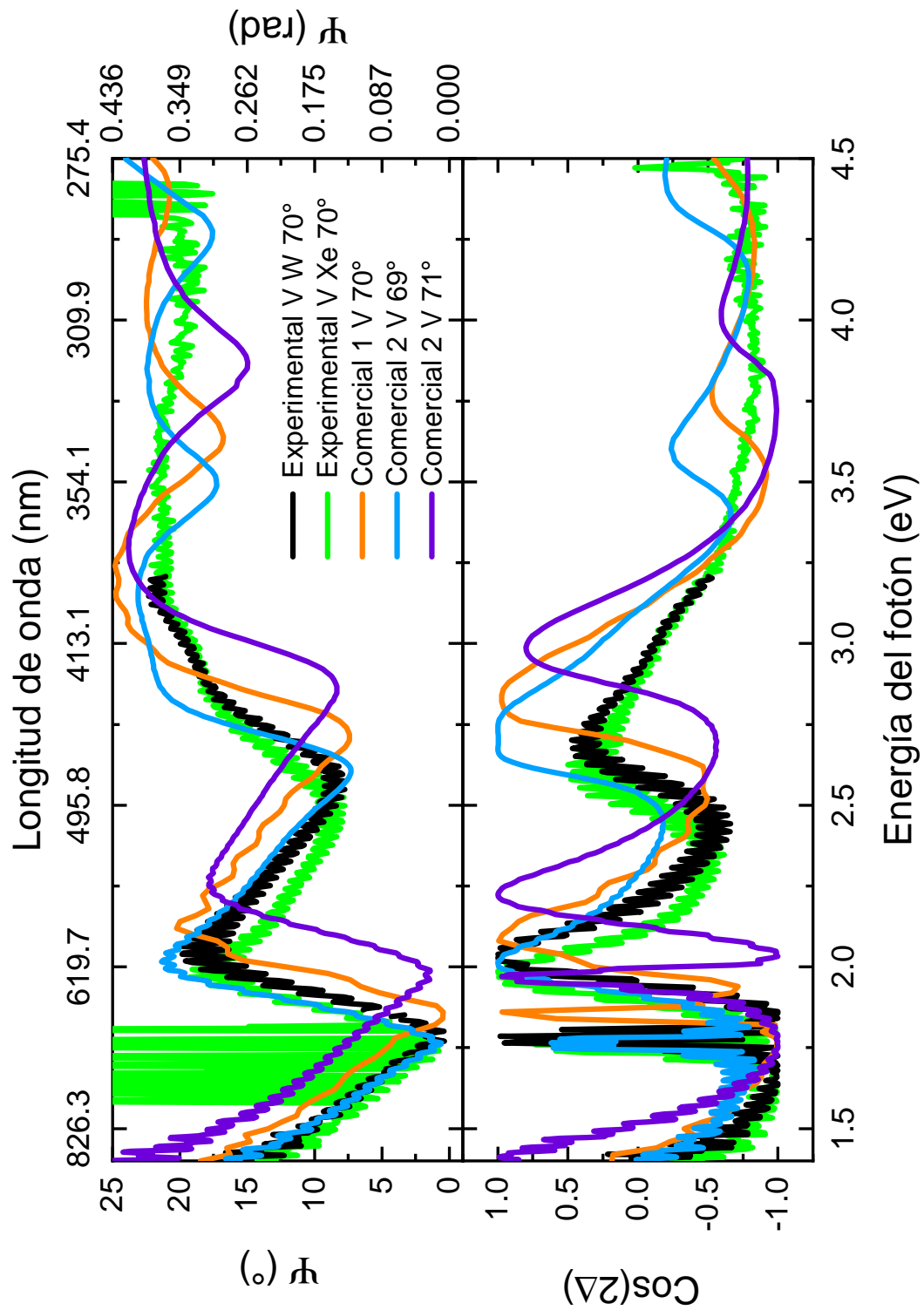


Figura 5.16: Espectros de Ψ y $\cos 2\Delta$ de la rejilla 3 de InP en orientación vertical a $\phi = 70^\circ$ comparados con los dos espectrómetros comerciales.

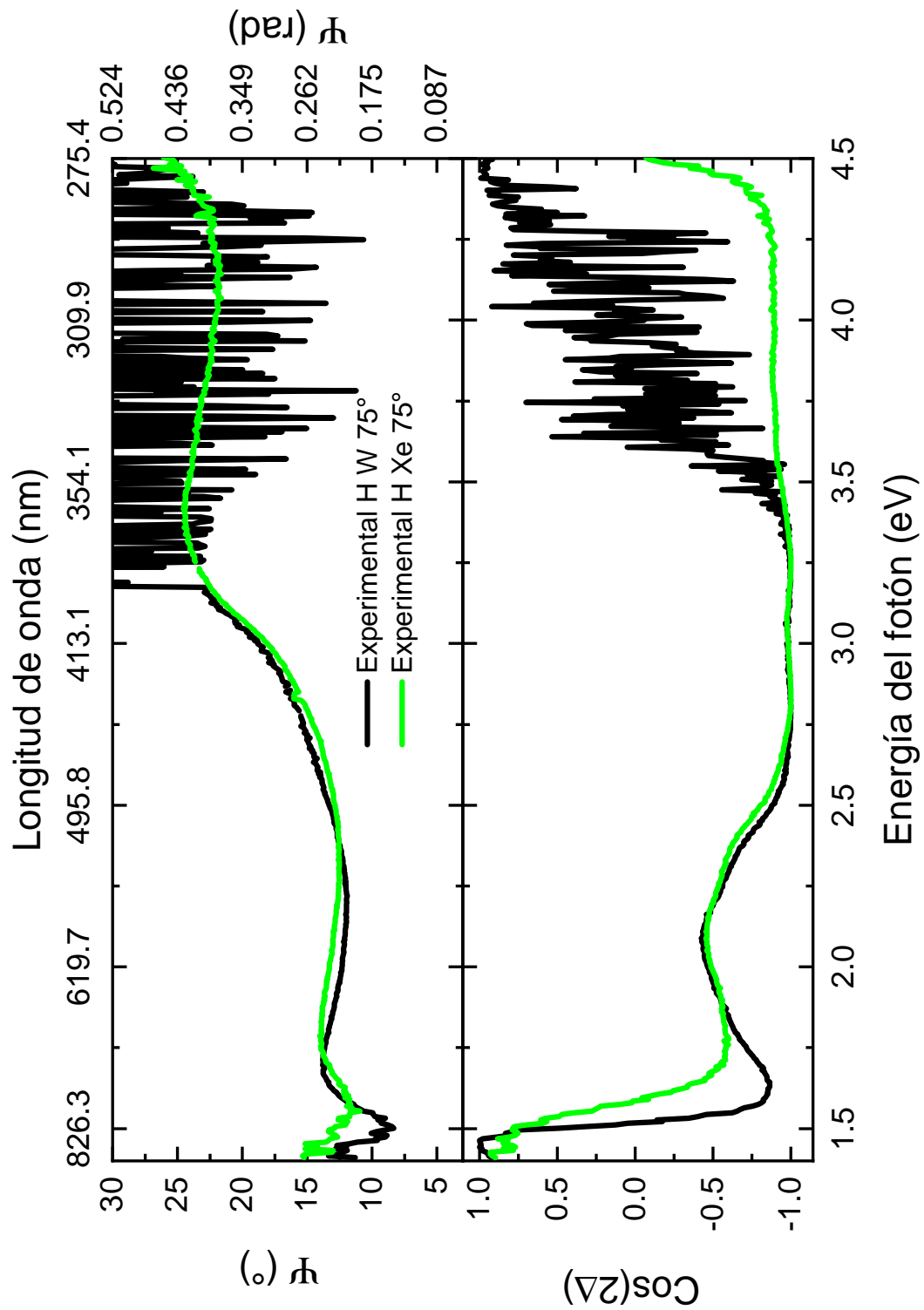


Figura 5.17: Espectros de Ψ y $\cos 2\Delta$ de la rejilla 3 de InP en orientación horizontal a $\phi = 75^\circ$.

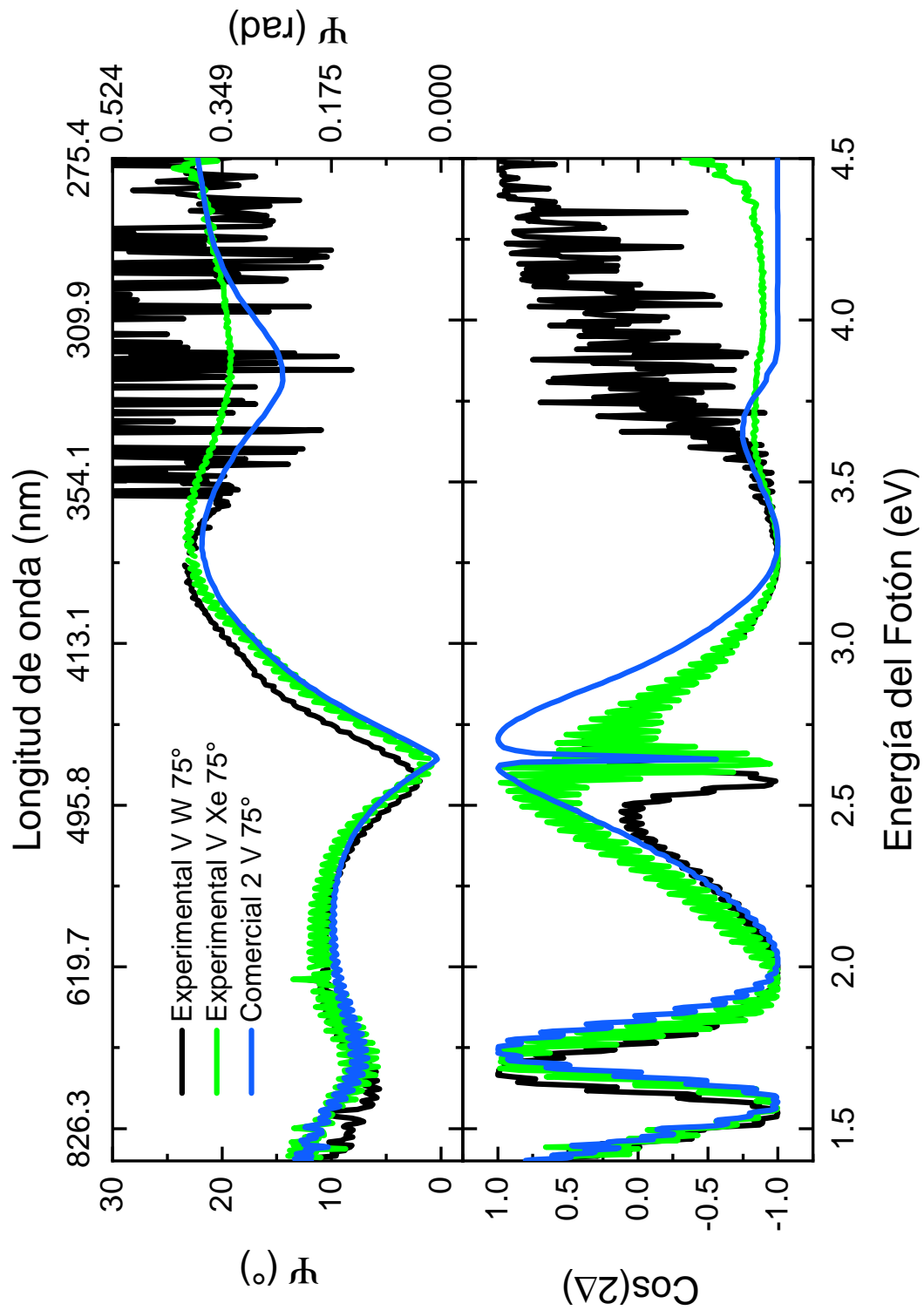


Figura 5.18: Espectros de Ψ y $\cos 2\Delta$ de la rejilla 3 de InP en orientación vertical a $\phi = 75^\circ$ comparados con un espectrómetro comercial.

Capítulo 6

Conclusiones y resultados

El principal objetivo de el presente trabajo de Tesis y que es también parte medular de una Tesis de Doctorado en proceso, fue la implementación un sistema óptico para medir espectroscopía elipsométrica en el rango visible-ultravioleta. La principal ventaja del sistema realizado radica en un menor costo que éste supone frente a equipos comerciales capaces de realizar la misma función, en los que el fabricante asegura fiabilidad y reproducibilidad. De esta manera, teniendo un entendimiento del fenómeno físico y utilizando elementos los ópticos básicos (polarizador, analizador y compensador), se logró establecer un espectrómetro de elipsometría, cuyos espectros reproducibles fueron comparados con los obtenidos en ciertos equipos comerciales con las mismas condiciones de medición para corroborar su desempeño. El sistema se controla mediante una tarjeta de adquisición Arduino, con el driver comercial del motor y su software MEXE02. Todo se automatizó y se creó una interfaz en LabView para mayor comodidad al usuario. Los materiales semiconductores que se midieron y cuyos espectros se compraron con los obtenidos en equipos comerciales así como información reportada en la literatura fueron: Si, GaAs, GaSb, monocapa de MoS₂, InP:Si,

InP:Fe, rejillas de difracción de InP dopado.

Así, se logró tener un equipo capaz de medir elipsometría espectroscópica a un costo mucho menor que los equipos comerciales (que rondan los cientos de miles de dólares) con seguridad de que lo que obtenga en el mismo será reproducible y fiable para los trabajos de investigación que se vayan presentando en un futuro cercano. Aún así se tiene la posibilidad de hacer todavía más eficiente el sistema y de optimizar ciertas cosas para hacer mediciones más favorables.

6.1 Resultados principales

En este apartado se van a resumir los resultados más relevantes que se lograron en el presente trabajo de Tesis.

La primer parte del trabajo correspondió a la implementación y sincronización del sistema:

- Como el motor comercial no es amigable con la interfaz de LabView con la que se estaba trabajando, se tuvo que programar el motor AZ de la marca Oriental Motor de manera independiente mediante una serie de comandos digitales externos utilizando el driver y el software que la misma compañía provee: MEXE02.
- En el punto anterior se mencionó que el fabricante no aseguraba un trato trivial y sencillo para su producto; el motor acepta como entradas y salidas digitales únicamente 24V que no estaba conectado en paralelo, había que aterrizar el pin deseado para que se activara el 1 lógico en el driver y así se accione el comando deseado. Por esto mismo y que la tarjeta de adquisición es un Arduino que saca 5V como máximo, hubo la necesidad de crear un circuito electrónico a base de transistores de potencia y un inversor para poder mandar la señal digital deseada la motor,

Conclusiones y resultados

como el espectrómetro CCD trabaja a 5V no hubo mucho problema para comunicarlo con el Trigger.

- Una vez tenida la comunicación entre ambos elementos (motor y CCD), se tuvo que configurar una sincronización en la que en cada movimiento de rotación del motor ($\Delta\theta = 2^\circ$) el espectrómetro adquiriera, realizando esto repetidamente hasta que se haga la rotación de 180° y al final regrese a la posición inicial.
- Con el sistema funcionando de manera óptima, el último paso es crear una interfaz para hacer más cómoda la experiencia al usuario que desee medir espectroscopía elipsométrica, para ello se utilizó la plataforma LabView.

Posteriormente se necesitó realizar la calibración del sistema para asegurar espectros confiables y reproducibles:

- Asegurar la reproducibilidad entre espectros de las mismas muestras con las mismas condiciones de medición.
- Obtener espectros de elipsometría de ciertas muestras en espectrómetros comerciales para compararlos con los obtenidos en el sistema realizado, encontrar el error que se tiene para trabajar a partir de ahí a reducirlo lo más posible.
- Tomando como base a los trabajos de Collins *et. al* y An *et. al.*, [17][18] se procedió a encontrar los errores que presentan los elementos ópticos (polarizador, analizador, compensador) con respecto a la inclinación y el retardo, con el fin de corregirlos lo más posible para así mejorar la calidad del espectro que se va a obtener al momento de medir elipsometría espectroscópica.

Conclusiones y resultados

- Realizar esta calibración las veces que sean necesarias, cabe destacar que éste proceso se tiene que hacer para cada muestra que se desee medir para asegurar aún más la fiabilidad de los resultados.
- Comparar los resultados obtenidos con lo que entregan equipos comerciales y lo que ciertos autores hayan reportado.

Finalmente, con el fin de demostrar la capacidad del sistema, se midieron muestras semiconductoras, que van de muestras simples a unas más complejas:

- Cristales en bulto: Si, GaAs, GaSb, InP:Fe, InP:Si. En los que se utilizó la pseudo función dieléctrica para encontrar ϵ_1 y ϵ_2 ; dichos resultados se compararon con los de Aspnes.[16][24]
- Una monocapa de un dicalcogenuro: MoS₂ crecido sobre un sustrato de zafiro.
- InP muy dopado crecido en un sustrato de InP menos dopado, al cual se le hizo litografía para dejar un patrón similar al de una rejilla de difracción. En total se tuvieron tres muestras con diferente concentración que presentan ciertas propiedades de difracción debido a la naturaleza de las mismas.[30]

Debido a que las últimas muestras tienen una estructura más compleja queda abierto a su análisis, y sería para trabajo a futuro el encontrar las funciones dieléctricas de éstos materiales y otras propiedades que pueden llegarse a obtener, para una posible aplicación en sensores químicos.

Apéndice A

Matriz de Jones para espectroscopía de elipsometría con compensador rotante

Tomando como base la Ec. (2.6):

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = \mathbf{A}\mathbf{R}(A)\mathbf{R}(-C)\mathbf{C}\mathbf{R}(C)\mathbf{S}\mathbf{R}(-P)\mathbf{P}\mathbf{E}_{\text{in}}, \quad (\text{A.1})$$

en donde la definición de las matrices de Jones para los distintos elementos ópticos están en la Tabla 1.2. Los vectores de Jones \mathbf{E}_{out} y \mathbf{E}_{in} se definen:

$$\mathbf{E}_{\text{in}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.2a})$$

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = \begin{pmatrix} E_x \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.2b})$$

Considerando que $A = 0^\circ$ y $P = 45^\circ$ las matrices de la Tabla 1.2, las Ecs. (A.1) y (A.2) se obtiene:

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos C & -\sin C \\ \sin C & \cos C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp\{-i\delta\} \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \cos C & \sin C \\ \sin C & \cos C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin \Psi \exp\{i\Delta\} & 0 \\ 0 & \cos \Psi \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3})$$

Cabe destacar que la Ec. (A.3) debe resolverse de derecha a izquierda, aplicando el vector de Jones a la matriz más cercana y así sucesivamente. Haciendo toda el álgebra matricial se puede reducir a:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos^2 C \sin \Psi \exp\{i\Delta\} + \cos C \sin C \cos \Psi \\ + \sin^2 C \sin \Psi \exp\{i\Delta\} \exp\{-i\delta\} - \sin C \cos C \cos \Psi \exp\{i\delta\} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.4})$$

Considerando que $\delta = 90^\circ$, entonces $\exp\{-i\delta\} = -i$ podemos obtener la siguiente expresión después de hacer toda el álgebra correspondiente (al normalizar se puede quitar el factor $\frac{1}{\sqrt{2}}$):

$$E_x = (\cos^2 C - i \sin^2 C) \sin \Psi \exp\{i\Delta\} + (1 + i) \cos C \sin C \cos \Psi. \quad (\text{A.5})$$

Experimentalmente sólo es posible medir la intensidad del campo eléctrico de la luz, de acuerdo con la Ec. (1.14):

$$I = |E_x|^2 \quad (\text{A.6})$$

$$= E_x E_x^* \quad (\text{A.7})$$

$$= |\cos^2 C \sin \Psi \cos \Delta + \sin^2 C \sin \Psi \sin \Delta + \cos C \sin C \cos \Psi \\ + i(\cos^2 C \sin \Psi \sin \Delta - \sin^2 C \sin \Psi \cos \Delta + \cos C \sin C \cos \Psi)|^2. \quad (\text{A.8})$$

Al desarrollar explícitamente la Ec. (A.8) y agrupar los términos semejantes se obtiene:

$$\begin{aligned}
 I = & \cos^4 C \sin^2 \Psi (\sin^2 \Delta + \cos^2 \Delta) + \sin^4 C \sin^2 \Psi (\sin^2 \Delta + \cos^2 \Delta) \\
 & + 2 \cos^3 C (\sin \Psi \cos \Psi \sin C \cos \Delta + \sin \Psi \cos \Psi \sin C \sin \Delta) \\
 & + 2 \sin^3 C (\sin \Psi \cos \Psi \cos C \cos \Delta - \sin \Psi \cos \Psi \cos C \sin \Delta) \\
 & + 2(\sin^2 C \sin^2 C \cos^2 C \sin \Delta \cos \Delta - \sin^2 C \sin^2 C \cos^2 C \sin \Delta \cos \Delta \\
 & \quad + \sin^2 C \cos^2 C \cos^2 \Psi). \quad (\text{A.9})
 \end{aligned}$$

Tomando los términos que tienen potencia de grado 4 en la Ec. (A.9) (la primer línea):

$$\begin{aligned}
 & \cos^4 C \sin^2 \Psi (\sin^2 \Delta + \cos^2 \Delta) + \sin^4 C \sin^2 \Psi (\sin^2 \Delta + \cos^2 \Delta) \\
 & = \cos^4 C \sin^2 \Psi + \sin^4 C \sin^2 \Psi = \sin^2 \Psi (\sin^4 C + \cos^4 C) \\
 & = \sin^2 \Psi \left(\left(\frac{1 - \cos 2C}{2} \right)^2 + \left(\frac{1 + \cos 2C}{2} \right)^2 \right) \\
 & = \frac{1}{4} \sin^2 \Psi (2 + 2 \cos^2 2C) = \frac{1}{4} \sin^2 \Psi \left(2 + 2 \frac{1 + \cos 4C}{2} \right) \\
 & = \frac{1}{4} \sin^2 C (3 + \cos 4C) = \frac{1}{4} \left(\frac{1 - \cos 2\Psi}{2} \right) (3 + \cos 4C) \\
 & = \frac{1}{8} (3 - 3 \cos 2\Psi + 4 \cos 4C (1 - \cos 2\Psi)). \quad (\text{A.10})
 \end{aligned}$$

Con los términos de la Ec. (A.9) que no tienen potencias de grado 3 ni 4 (es evidente ver que los dos primeros se cancelan por lo que únicamente se trabaja con el tercero):

$$\begin{aligned}
 & 2 \sin^2 C \cos^2 C \cos^2 \Psi \\
 &= 2 \cos^2 \Psi \left(\frac{1 - \cos 2C}{2} \right) \left(\frac{1 + \cos 2C}{2} \right) \\
 &= \frac{1}{2} \cos^2 \Psi (1 - \cos^2 C) = \frac{1}{2} \cos^2 \Psi \left(1 - \frac{1 + \cos 4C}{2} \right) \\
 &= \frac{1}{4} \cos^2 \Psi (1 - \cos 4C) = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{1 + \cos 2\Psi}{2} \right) (1 - \cos 4C) \\
 &= \frac{1}{8} (1 + \cos 2\Psi - \cos 4C (1 + \cos 2\Psi)). \tag{A.11}
 \end{aligned}$$

De esta manera, al sumar las Ecs. (A.10) y (A.11):

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{8} (3 - 3 \cos 2\Psi + 4 \cos 4C (1 - \cos 2\Psi)) \\
 &+ \frac{1}{8} (1 + \cos 2\Psi - \cos 4C (1 + \cos 2\Psi)) = \frac{1}{4} (2 - \cos 2\Psi - \cos 2\Psi \cos 4C). \tag{A.12}
 \end{aligned}$$

Antes de continuar hay que definir $\sin C \cos^3 C$ y $\sin^3 C \cos C$:

$$\begin{aligned}
 \sin C \cos^3 C &= \sin C \cos C \cos^2 C \\
 &= \left(\frac{\sin 2C}{2} \right) \left(\frac{1 + \cos 2C}{2} \right) = \frac{1}{4} (\sin 2C + \sin 2C \cos 2C) \\
 &= \frac{1}{4} (\sin 2C + \frac{1}{2} \sin 4C) = \frac{1}{8} (2 \sin 2C + \sin 4C), \tag{A.13}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \sin^3 C \cos C &= \sin C \cos C \sin^2 C \\
 &= \left(\frac{\sin 2C}{2} \right) \left(\frac{1 - \cos 2C}{2} \right) = \frac{1}{4} (\sin 2C - \sin 2C \cos 2C) \\
 &= \frac{1}{4} (\sin 2C - \frac{1}{2} \sin 4C) = \frac{1}{8} (2 \sin 2C - \sin 4C). \tag{A.14}
 \end{aligned}$$

Utilizando las Ecs. (A.13) y (A.14) es posible obtener una expresión reducida para los términos con potencia cúbica de la Ec. (A.9) en donde sacamos $\cos \Delta$ como factor común:

$$\begin{aligned}
 & 2 \cos \Delta (\sin \Psi \cos \Psi \sin C \cos^3 C - \sin \Psi \cos \Psi \sin^3 C \cos C) \\
 &= 2 \sin \Psi \cos \Psi \cos \Delta (\sin C \cos^3 C - \sin^3 C \cos C) \\
 &= 2 \sin \Psi \cos \Psi \cos \Delta * \frac{1}{8} (2 \sin 2C + \sin 4C - 2 \sin 2C + \sin 4C) \\
 &= \frac{1}{4} \sin \Psi \cos \Psi \cos \Delta \sin 4C. \tag{A.15}
 \end{aligned}$$

Haciendo lo mismo para $\sin \Delta$:

$$\begin{aligned}
 & 2 \sin \Delta (\sin \Psi \cos \Psi \sin C \cos^3 C + \sin \Psi \cos \Psi \sin^3 C \cos C) \\
 &= 2 \sin \Psi \cos \Psi \sin \Delta (\sin C \cos^3 C + \sin^3 C \cos C) \\
 &= 2 \sin \Psi \cos \Psi \sin \Delta * \frac{1}{8} (2 \sin 2C + \sin 4C + 2 \sin 2C - \sin 4C) \\
 &= \frac{1}{2} \sin \Psi \cos \Psi \sin \Delta \sin 2C. \tag{A.16}
 \end{aligned}$$

Así, sumando las Ecs. (A.15) y (A.16):

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{4} \sin \Psi \cos \Psi \cos \Delta \sin 4C + \frac{1}{2} \sin \Psi \cos \Psi \sin \Delta \sin 2C) \\
 &= \sin \Psi \cos \Psi \left(\frac{1}{4} \sin 4C \cos \Delta + \frac{1}{2} \sin 2C \sin \Delta \right) \\
 &= \frac{1}{4} \sin 2\Psi (\sin 4C \cos \Delta + 2 \sin 2C \sin \Delta). \tag{A.17}
 \end{aligned}$$

Para obtener la intensidad normalizada sumamos las Ecs. (A.12) y (A.17):

$$\begin{aligned}
 \frac{I}{I_0} &= 2 - \cos 2\Psi + 2 \sin 2\Psi \sin \Delta \sin 2C \\
 &\quad - \cos 2\Psi \cos 4C + \sin 2\Psi \cos \Delta \sin 4C. \tag{A.18}
 \end{aligned}$$

Finalmente, tenemos la expresión para determina la intensidad I normalizada en función de los ángulos Ψ y Δ y el ángulo del compensador C :

$$I = I_0(2 + S_1 + S_3 \sin 2C + S_1 \cos 4C + S_2 \sin 4C), \quad (\text{A.19})$$

donde

$$S_1 = -\cos 2\Psi \quad (\text{A.19a})$$

$$S_2 = \sin 2\Psi \cos \Delta \quad (\text{A.19b})$$

$$S_3 = 2 \sin 2\Psi \sin \Delta. \quad (\text{A.19c})$$

Bibliografía

- [1] Hiroyuki Fujiwara. *Spectroscopic Ellipsometry Principles and Applications*, 1^{ra} ed., John Wiley and Sons, 2007.
- [2] Harland G. Tompkins. *Handbook of Ellipsometry*, 1^{ra} ed., William Andrew, Inc., 2005.
- [3] David J. Griffiths. *Introduction to electrodynamics*, 3^{ra} ed., Prentice Hall, 1999.
- [4] Wendell T. Hill and Chi H. Lee. *Light-Matter Interaction Atoms WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA*, 2007.
- [5] Frank S. Crawford Jr. *Waves*, McGraw-Hill, Inc., 1994.
- [6] Eugene Hecht. *Optics*, 3^{ra} ed., Addison Wesley, 1998.
- [7] Claude Cohen-Tannoudji. *Quantum Mechanics*, Wiley, 1973.
- [8] K. Hinrichs. *Ellipsometry of Functional Organic Surfaces and Films*, Springer, 2014.
- [9] J. F. Nye. *Physical Properties of Crystals Their representation by tensors and matrices*, 2^{va} ed., Clarendon Press Oxford, 2006.
- [10] Jay N. Damask. *Polarization optics in telecommunications*, 1^{ra} ed., Springer Series, 2005.

-
- [11] J. P. McKelvey *Solid state and semiconductor physics*, ROBERT E. KRIEGER PUBLISHING COMPANY, 1982.
- [12] S. M. Sze and Kwok K. Ng *Physics of Semiconductor Devices*, 3^{ra} ed., John Wiley and sons, 2007.
- [13] Charles Kittel. *Introduction to Solid State Physics*, John Wiley and Sons Inc., 2005.
- [14] H. Arwin. *Is ellipsometry suitable for sensor applications?*, ELSEVIER Sensors and Actuators A 92 (2001) 43-51
- [15] Krzysztof Dorywalski, Igor Maciejewski, Tomasz Krzyżyński. *Spectroscopic ellipsometry technique as a materials characterization tool for mechatronic systems-The case of composition and doping concentration monitoring in SBN crystals*, ELSEVIER Mechatronics 37 (2016) 33-41
- [16] D. E. Aspnes and A. A. Studna. *Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV*, Physical Review Vol. 27, Number 2, 1983.
- [17] Joungchel Lee, P. I. Rovira, Ilsin An, and R. W. Collins *Rotating-compensator multichannel ellipsometry: Applications for real time Stokes vector spectroscopy of thin film growth*, Review of Scientific Instruments 69, 1800 (1998).
- [18] Ilsin An Jaeho Lee, Kyoung-Yoon Bang, Ok-Kyung Kim and Hye-Keun Oh *A Single Zone Azimuth Calibration for Rotating Compensator Multichannel Ellipsometry*, Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 42 (2003) pp.2872-2875.
- [19] B. Halle Nachfl. (2017, October 1st). *Bernard Halle Nachfl. Optical Workshop* [Online] Available: http://www.b-halle.de/products/Retarders/Superachromatic_Retarders.html.
- [20] D. E. Aspnes *Effects of component optical activity in data reduction and calibration of rotating-analyzer ellipsometers*, Journal of the Optical Society of America, Vol. 64, Number 6 (1974) pp.812-819.
- [21] B. Schönfeld, J. J. Huang and S. C. Moss *Anisotropic Mean-Square Displacements (MSD) in Single Crystals of 2H- and 3R-MoS₂*, Acta Cryst. (1983). B39, 404-407.
- [22] Won Seok Yun, S. W. Han, Soon Cheol Hong, In Gee Kim, and J. D. Lee *Thickness and strain effects on electronic structures of transition metal dichalcogenides: 2H-M X₂ semiconductors (M = Mo, W; X = S, Se, Te)*, PHYSICAL REVIEW B 85, 033305 (2012).
-

-
- [23] Sukumar Basu. *Crystalline Silicon - Properties and Uses*, InTech, 2011.
- [24] D. E. Aspnes, S. M. Kelso, R. A. Logan, and R. Bhat. *Optical properties of $Al_xGa_{1-x}As$* , Journal of Applied Physics 60, 754 (1986).
- [25] H. Q. Zheng, K. Radhakrishnan, S. F. Yoon, and G. I. Ng. *Electrical and optical properties of Si-doped InP grown by solid source molecular beam epitaxy using a valved phosphorus cracker cell*, Journal of Applied Physics 87, 7988 (2000).
- [26] F. Mosel, A. Seidl, D. Hofmann and G. Müller. *Infrared absorption of n- and p-type Fe-doped InP and mapping of the Fe distribution*, Applied Surface Science, 50, (1991).
- [27] L. N. Alyabyeva, E. S. Zhukova, M. A. Belkin and B. P. Gorshunov. , Scientific Reports Volume: 7, Article number: 7360 (2017).
- [28] Persson, Kristin. *Materials Data on MoS2 (SG:194) by Materials Project*, [Online] Available: <https://materialsproject.org/materials/mp-2815/>.
- [29] M. del Mar Sánchez-López, Ignacio Moreno, Antonio Martínez-García, *Teaching diffraction gratings by means of a phasor analysis*, Proc. SPIE 9666, 11th Education and Training in Optics and Photonics Conference, 96661E (5 June 2009).
- [30] M. E. Aryaee Panah, O. Takayama, S. V. Morozov, K. E. Kudryavtsev, E. S. Semenova, and A. V. Lavrinenko. *Highly doped InP as a low loss plasmonic material for mid-IR region*, Vol. 24, Issue 25, pp. 29077-29088 (2016).
- [31] Wahyu Setyawan and Stefano Curtarolo *High-throughput electronic band structure calculations: challenges and tools*, Computational Materials Science 49 (2010) 299.
- [32] S. Q. Wang and H. Q. Ye. *A plane-wave pseudopotential study on III-V zincblende and wurtzite semiconductors under pressure* 2002 J. Phys.: Condens. Matter, 14, 9579.
- [33] Shvets V.A., Rykhlytskii, S.V., Mittova, I.Y. et al *Analysis of the Optical and Structural Properties of Oxide Films on InP Using Spectroscopic Ellipsometry*, Tech. Phys. (2013) 58: 1638.
- [34] J. Solís-Macías, J. D. Sánchez-López, R. Castro-García, J. M. Flores-Camacho, G. Flores-Rangel, Jian-Jih Ciou, Kai-Wei Chen, Chang-Hsiao Chen, L. F. Lastras-Martínez, and R. E. Balderas-Navarro. *Note: A simple*

BIBLIOGRAFÍA

- multi-channel optical system for modulation spectroscopies*, Review of Scientific Instruments 88, 126107 (2017).
- [35] Jasiel Solís Macías. *Espectrómetro de fotorreflectancia diferencial multicanal*, Agosto de 2016
- [36] Jasiel Solís Macías. *Tesis doctoral en proceso*, Posgrado en Ciencias Aplicadas
- [37] *Flame Spectrometer*[Online] Available: <https://oceanoptics.com/product/flame-spectrometer/>.
- [38] *AZ Series Stepper Motors with Mechanical Absolute Encoder* [Online] Available: <https://www.orientalmotor.com/stepper-motors/closed-loop-absolute-stepper-motors-az-series.html>
- [39] *Arduino* [Online] Available: <https://www.arduino.cc>.
- [40] *UVISEL Plus* [Online] Available: <http://www.horiba.com/uk/scientific/products/ellipsometers/spectroscopic-ellipsometers/uvisel/uvisel-spectroscopic-ellipsometer-covering-a-range-from-fuv-to-nir-640/>.
- [41] *M-2000 Ellipsometer* [Online] Available: <https://www.jawoollam.com/products/m-2000-ellipsometer>.