



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Polarización en el Cercano Infrarrojo de la Nebulosa
Pre-planetaria PN M2-9

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Jair Vega Méndez

Asesorado por

Dr. Abraham Luna Castellanos

Dr. Ricardo Agustín Serrano

Puebla Pue.
Diciembre de 2022



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Polarización en el Cercano Infrarrojo de la Nebulosa
Pre-planetaria PN M2-9

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Jair Vega Méndez

Asesorado por

Dr. Abraham Luna Castellanos

Dr. Ricardo Agustín Serrano

Puebla Pue.
Diciembre de 2022

Título: Polarización en el Cercano Infrarrojo de la Nebulosa
Pre-planetaria PN M2-9

Estudiante: JAIR VEGA MÉNDEZ

COMITÉ

Dra. Ana Aurelia Avilez López
Presidente

Dr. Lino Héctor Rodríguez Merino
Secretario

Dr. Joel Omar Yam Gamboa
Vocal

Dra. Rosibel Carrada Legaria
Vocal

Dr. Abraham Luna Castellanos
Dr. Ricardo Agustín Serrano
Asesor

Agradecimientos

El presente trabajo no habría sido posible sin el apoyo directo e indirecto que me fue brindado por todas las personas que me acompañaron a lo largo de esta etapa en mi vida académica. Le doy gracias a Dios por poner a cada una de estas personas en mi camino, por las puertas que abrió para que todo esto sucediera y por darme las capacidades físicas y mentales para poder haber cursado esta carrera y dar conclusión a este trabajo.

También, quiero agradecerle a mis padres Emmanuel y Ihalí por haberme procurado en todo momento, por la educación, disciplina y valores que inculcaron en mí, los cuales me han hecho la persona que soy, porque siempre velaron por mi educación y mi bienestar físico, supliendo cualquier necesidad económica y dándome la mejor educación que les fue posible, por apoyar mi interés por la física y alentarme a tener un buen desempeño en este y otros de mis intereses y sobre todo por el amor, cariño y paciencia que solamente los padres pueden tener con sus hijos y que ellos han demostrado tener cada día conmigo.

A Ainara y Verena por todas las risas, lágrimas y experiencias que hemos podido pasar juntos y especialmente les agradezco por la confianza que han tenido en mí a pesar de todo. Espero que algún día ustedes también puedan lograr sus metas y que encuentren felicidad en los caminos que han escogido para sí mismas.

A Karla, por su amor y compañía a lo largo de toda la carrera, por las noches en vela en las cuales estuvo a mi lado a pesar de la distancia y el cansancio, por animarme de forma constante cuando sentía que no podía seguir adelante, porque a pesar de dedicarnos a ámbitos diferentes siempre me dedicó su atención y nunca se negó a escuchar los problemas por los que pasaba, por todos los momentos que hemos vivido juntos, pues tanto en los buenos como en los malos siempre ha estado ahí para mí y de la misma forma me ha permitido estar para ella.

A Isra, Gaby, Javier y Julio, pues su apoyo a lo largo de la carrera es parte esencial de lo que me ha permitido aprender lo necesario para llegar a donde me encuentro y darme cuenta de que tengo las habilidades necesarias para dedicarme a la Física, pero sobre todo gracias por su amistad y por todos los buenos momentos que pudimos compartir durante esta etapa de nuestras vidas, espero que me concedan el honor de seguir llamándolos amigos durante muchos años más.

A Alex, Emma y el Profesor Cerón, por ser quienes encendieron la chispa de curiosidad por la astronomía en mí y me apoyaron y acompañaron a lo largo de muchas noches de estrellas que me ayudaron a salir de mi zona de confort y fueron de vital importancia en mi decisión de entrar a la carrera de Física.

A mi asesor, el Dr. Abraham Luna por su guía y sus enseñanzas, las cuales me ha brindado desde la primera de sus clases, seguido de la oportunidad de trabajar con él que me brindó en las prácticas profesionales y a lo largo de cada etapa de esta tesis. Así mismo le agradezco su motivación constante a mejorar mi trabajo y a siempre poder aspirar a más.

A mi asesor, el Dr. Ricardo por el apoyo que me ha brindado desde mi servicio social hasta este trabajo, por las oportunidades que me ha permitido tener y por las nuevas perspectivas sobre las distintas áreas de la física y las posibilidades que se abren gracias al trabajo con otras ramas de la ciencia.

A Raquel y Eilitia, por haber sido mis compañeras y amigas a lo largo de todo este proceso, por el apoyo mutuo que hubo durante cada etapa de este trabajo, desde la compañía en las noches de observación que pasamos juntos, hasta las discusiones y aportes que compartimos durante las etapas de reducción de datos, análisis de datos y la redacción de nuestras tesis.

Al Mtro. Alejandro, el Mtro. Marcial y al Dr. Omar por su apoyo y guía en los aspectos técnicos y teóricos que traté en mi tesis y sin los cuales ésta no hubiera sido posible, así mismo gracias por su constante acompañamiento, desde incluso antes de comenzar con este trabajo.

A todos los amigos y familia que también estuvieron conmigo a lo largo de esta carrera y que han mostrado su interés y apoyo a mis metas y sueños.

Al la BUAP, la FCFM y sus profesores por darme la oportunidad de tener una educación de calidad y por brindarme las herramientas, equipo, e instalaciones necesarias para poder desarrollarme académica y profesionalmente.

Al Observatorio Astrofísico Guillermo Haro y a su personal por facilitarme el acceso a sus instalaciones e instrumentación, así como su apoyo durante las noches de observación en el telescopio.

A todos ustedes ¡Gracias por todo!

Índice general

Resumen	IX
Objetivos	XI
1. Marco Teórico	1
1.1. Evolución Estelar	1
1.1.1. Nebulosas Pre Planetarias	1
1.1.2. Evolución de estrellas binarias cercanas	3
1.2. Polarización	5
1.2.1. Estados de Polarización	5
1.2.2. Mecanismos de Polarización	9
1.2.3. Parámetros de Stokes	12
1.2.4. Cálculo de Mueller	14
1.3. Polarización en la Astronomía	16
1.3.1. Historia de la polarimetría en la astronomía	16
1.3.2. Emisión Polarizada en Cercano Infrarrojo	16
1.3.3. Emisión Polarizada de las PPNe	17
2. La Nebulosa Pre Planetaria PN M2-9	19
2.1. Parámetros Físicos de PN M2-9	19
2.2. La Polarización de PN M2-9	22
3. Observaciones Polarimétricas en NIR	25
3.1. OAGH	25
3.2. CANICA	26
3.3. POLICAN	26
3.4. Metodología de Observación	27
3.4.1. Preparación del telescopio	27
3.4.2. Observación	28
3.4.3. Final de la observación	29
3.5. Reducción de datos	29
3.5.1. Defectos de imagen	29
3.5.2. Proceso de reducción de datos	31
3.5.3. Obtención del grado y ángulo de polarización	31
4. Análisis de datos	33
4.1. Parámetros de Stokes I, Q y U	33
4.2. Mapas de Polarización	35
4.2.1. Polarización de la banda H	35
4.2.2. Polarización de la banda K'	37
4.2.3. Mecanismos de polarización involucrados	38

4.3. Comparación con la banda óptica.	39
Conclusión	41
A. Estructura Estelar	43
A.1. Modelo de Equilibrio Estelar	43
A.2. Estado físico del Gas	44
A.3. Fuentes de Energía Estelar	46
A.3.1. Cadena Protón-Protón	46
A.3.2. Ciclo del Carbono	47
A.3.3. La Reacción Triple Alfa	48
B. Fases de la Evolución Estelar	49
B.1. Fase de Protoestrella	49
B.2. Fase de Secuencia Principal	50
B.3. Fase de Gigante	50
B.4. Fase de Rama Asintótica Gigante	51
C. Instrucciones para la reducción de datos en IRAF	53
C.1. Configuración de IRAF	53
C.2. Master FLAT	54
C.3. Máster DARK	54
C.4. Corrección de las imágenes a partir de los master FLATS y master DARKS	56
C.5. Astrometría	57
Bibliografía	61

Resumen

La Nebulosa Pre-Planetaria PN M2-9 está localizada en la constelación de Ofiuco a aproximadamente 644 parsecs de distancia y su morfología está conformada por dos lóbulos de materia al norte y sur de su objeto central. En la literatura se ha propuesto que dicho objeto central se trata de un sistema de estrellas binarias cercanas. Debido a que objetos polvosos como las nebulosas han mostrado tener radiación polarizada se les considera como candidatos viables para realizarles estudios con la técnica de la polarimetría, por esta razón, se propuso observar a PN M2-9 con la Cámara de Infrarrojo Cercano de Cananea (CANICA) acoplada al Polarímetro de Infrarrojo de Cananea (POLICAN) en el Observatorio Astrofísico Guillermo Haro (OAGH). Como resultado de la observación se obtuvieron imágenes en las bandas H ($1.63\mu m$) y K' ($2.12\mu m$) del NIR y a estas se les realizó el procesamiento de imagen necesario para calcular su intensidad de polarización lineal (I), así como los parámetros Q y U de Stokes. Con lo anterior se obtuvo el ángulo y grado de polarización de la región, información que fue condensada en mapas de polarización que mostraban grados de polarización de 30 % y 20 % en las bandas H y K' respectivamente, con la diferencia entre bandas pudiendo ser atribuida a múltiples factores como efectos de profundidad óptica, pérdida de eficacia en la dispersión o el ruido intrínseco de la banda K', los cuales no pueden ser confirmados ni descartados sin realizar estudios en otras bandas y con mejor instrumentación. Además de lo anterior, los ángulos de polarización en la región muestran una tendencia circunsimétrica, lo cual, junto con los grados de polarización encontrados, serían evidencia de que la Envoltente Circumestelar (CSE, por sus siglas en inglés) de polvo alrededor de la nebulosa está formada por polvo ópticamente delgado que dispersa la luz emitida por el objeto central según los modelos propuestos en la literatura. Por otra parte, al comparar los vectores de polarización obtenidos con las imágenes de alta resolución del telescopio Hubble, se logró atribuir la estructura detectada por medio de contornos de grado de polarización con las componentes morfológicas de la nebulosa en la banda visible, coincidiendo con modelos morfocinemáticos propuestos previamente en la literatura.

Palabras clave: *Polarización, Nebulosa Pre Planetaria, Infrarrojo Cercano.*

Objetivos

Este trabajo de tesis busca cumplir con los siguientes objetivos:

1. Realizar observaciones astronómicas en el Observatorio Astrofísico Guillermo Haro (OAGH), haciendo uso del polarímetro POLICAN para tener una mejor comprensión de las tareas que deben desempeñarse durante una observación en el ámbito profesional, así como el aprendizaje de los problemas que se presentan durante las observaciones en un telescopio terrestre y las técnicas utilizadas para contrarrestarlos antes, durante y después de las observaciones.
2. Procesar imágenes astronómicas (reducción) de los datos obtenidos de las observaciones en POLICAN y aprender a utilizar software especializado para este tipo de tareas como pueden ser IRAF, Python y SAO Image DS9.
3. Obtener los parámetros I, Q y U de Stokes de PN M2-9 y a partir de estos elaborar mapas de polarización de la nebulosa para tener una mejor comprensión de la técnica de polarimetría, así como las ventajas e inconvenientes presentes en los datos que se obtienen de esta.
4. Analizar y comparar los mapas de polarización elaborados de PN M2-9 contra mapas de otras bandas del espectro electromagnético para extrapolar la información que una sola banda no podría ser capaz de dar, aprendiendo a utilizar bases de datos públicas de telescopios de uso científico en el proceso.
5. Distinguir la importancia del análisis de la emisión polarizada de Nebulosas Pre Planetarias en el ámbito de evolución estelar y el papel que juega esta etapa en la formación de estructura en su fase posterior, comparando a su vez con el paradigma actual de este tipo de objetos y los modelos propuestos para explicar los resultados experimentales en la literatura.

Capítulo 1

Marco Teórico

1.1. Evolución Estelar

Las estrellas son esferas masivas de gas que pueden existir de forma estable gracias a cuatro condiciones de equilibrio interno que dependen solamente de la masa y composición química de las mismas. A lo largo de su vida, las estrellas pasan por distintas etapas que están determinadas por cambios en los parámetros mencionados anteriormente, y estos cambios ocurren debido a que las altas temperaturas dentro de las estrellas permiten que haya reacciones de fusión termonuclear (conocidas como combustión) en las cuales se transforman elementos ligeros en elementos más pesados liberando energía en el proceso que eventualmente es expulsada de forma radial como radiación. Un estudio más profundo de las condiciones de equilibrio, el estado físico del gas y las fuentes de energía de las estrellas puede ser encontrado en el apéndice A de este documento.

Tal y como se mencionó anteriormente las estrellas tienen distintas etapas a lo largo de su vida, sin embargo, estas fases, así como los procesos físicos que ocurren durante estas están determinados por la masa inicial de la estrella, por lo tanto, las estrellas pueden dividirse en tres ramas, estrellas de baja masa, estrellas de masa intermedias y estrellas de alta masa. El objeto de estudio se encuentra en su fase de Nebulosa Pre-Planetaria, que se trata de una de las fases evolutivas finales de las estrellas de baja masa y algunas estrellas de masa intermedia, por lo que a continuación se discutirá sobre esta fase evolutiva, mientras que un estudio más detallado sobre las fases evolutivas que le preceden puede ser encontrado en el apéndice B de este documento.

1.1.1. Nebulosas Pre Planetarias

La fase de evolución que precede a una Nebulosa Pre-Planetaria (PPNe, Pre Planetary Nebula) es la fase de Rama Asintótica Gigante (AGB, Asymptotic Giant Branch), en ésta, la estrella está formada por un núcleo de carbono tras la combustión de todo el helio en el núcleo de la estrella dejando solamente una capa de helio a su alrededor que a su vez está rodeada por una segunda capa de hidrógeno. En el caso de las estrellas con masas de entre $0.26 M_{\odot}$ (Masas Solares) a $8 M_{\odot}$ la temperatura de sus núcleos no es lo suficientemente alta como para comenzar los procesos de combustión del carbono, por lo que la combustión de hidrógeno y helio siguen ocurriendo en sus respectivas capas hasta que la capa de hidrógeno se extingue y la capa de helio la alcanza haciendo que la estrella AGB entre en una etapa conocida como Fase de Pulsos Térmicos (TP-AGB, Thermally Pulsing AGB) en la cual la combustión de hidrógeno y helio van alternándose, lo cual deja a la estrella con una configuración inestable en la que expulsa materia de sus capas externas formando un Envoltorio Circunestelar (CSE, Circumstellar Envelope) de masa que se expande a su alrededor conocido como Nebulosa Planetaria (PN, Planetary Nebula), mientras que la estrella

central se convierte en una enana blanca (Figura 1.1) [1].

Las PPNe representan una fase de transición de las estrellas entre su fase AGB y PN después de que la estrella TP-AGB formen un CSE de polvo y gas durante los periodos de pérdida de masa que sufre, en los cuales puede alcanzar tasas de pérdida de masa de aproximadamente $10^{-5} M_{\odot}$ por año conocidas como fases de super viento, que al terminar permiten que el CSE se expanda y se disperse hacia el Medio Interestelar (ISM, Interstellar Medium) durante los siguientes 10^3 años como una PPNe [8]. Las propiedades más relevantes de la fase TP-AGB en lo que a su papel de formación de PPNe son la nucleosíntesis que ocurre en las capas superiores que permiten la creación de elementos como ^{12}C y ^{14}N que a su vez pueden hacer que se formen moléculas y partículas de polvo en la CSE de elementos distintos a hidrógeno y helio como pueden ser TiO , H_2O y granos de silicatos (para estrellas con mayor abundancia de oxígeno) o como C_2 , CN o grafito (para estrellas con mayores abundancias de carbono) e incluso elementos más pesados que el hierro [2].

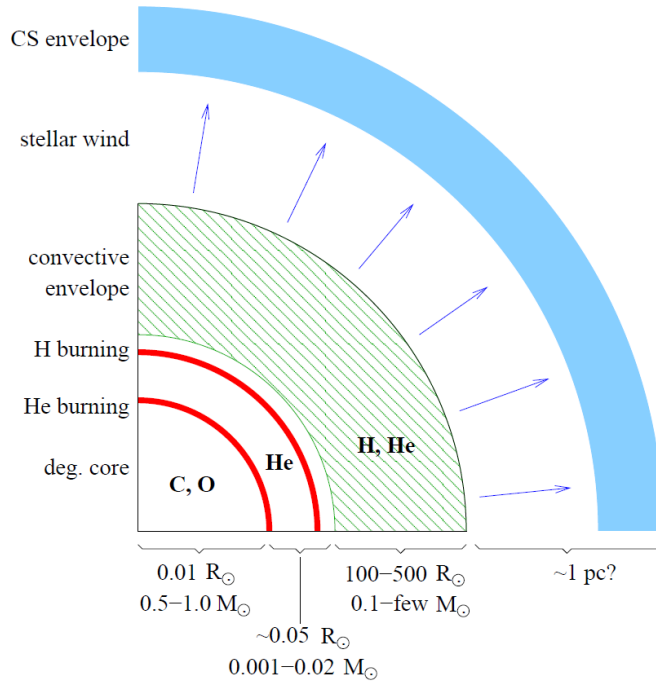


Figura 1.1: Esquema de la Estructura de una estrella en fase TP-AGB. Se muestra un núcleo degenerado (Apéndice A) de carbono y oxígeno rodeado por dos capas de helio e hidrógeno en combustión que a su vez están rodeadas por un envoltorio convectivo (Apéndice A) que es erosionado por el viento estelar para formar el CSE [2].

Durante la fase de PPNe la temperatura efectiva de la estrella central parte de los 5000 K y continúa aumentando debido a la combustión de su envoltorio de hidrógeno pero sigue siendo demasiado fría para ionizar el CSE que se mantiene alrededor, sin embargo lo que sí hace es dirigir vientos estelares colimados a alta velocidad que impactan contra el CSE y al mismo tiempo determinan la futura morfología de la etapa PN y en algún punto, después de que el CSE se separa por completo de la estrella, su forma suele cambiar de una estructura esféricamente simétrica a una axialmente simétrica. Finalmente, cuando la estrella central alcanza temperaturas que rondan los 30,000 K y es lo suficientemente caliente como para ionizar el CSE, es que a la nebulosa se le puede considerar como una nebulosa de emisión, específicamente una nebulosa planetaria y esta

transición de PPNe a PN suele tomar menos de 10,000 años.

1.1.2. Evolución de estrellas binarias cercanas

Schwarz y colaboradores [11] proponen un modelo en el que el objeto central de PN M2-9 se trata de un sistema de estrellas binarias cercanas y si bien se profundizará sobre esto en la sección 2.1 de esta tesis, es importante aclarar que estos tipos de sistemas tienen un proceso evolutivo diferente al del resto de estrellas gracias a la presencia de sus compañeras binarias.

Las estrellas binarias cercanas se pueden dividir en 3 tipos: Separadas, semi separadas y en contacto. Estos tipos de binaria se muestran en la Figura 1.2 junto con la curva en forma de ocho que las rodea, la cual se trata de una superficie equipotencial conocida como la superficie de Roche, la cual determina cual es el límite del tamaño que puede alcanzar cada una de las estrellas del sistema antes de comenzar a perder masa ante su compañera a través de la zona central de la región de Roche [1].

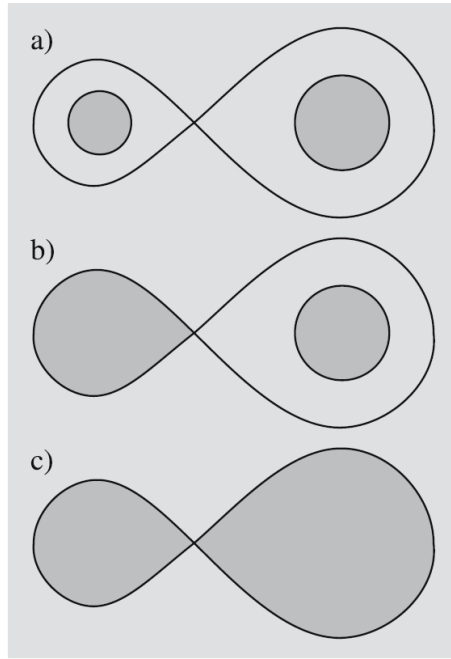


Figura 1.2: Tipos de estrellas binarias cercanas: (a) separadas, (b) semi separadas, (c) en contacto [1].

Durante la fase de secuencia principal el tamaño de las estrellas no cambia mucho, por lo que cada una estará dentro de su propio lóbulo de Roche, sin embargo, una vez que el hidrógeno de una de estas estrellas se agota, su núcleo se encoje mientras que las capas externas se expanden, por lo que es posible que su tamaño exceda la superficie de Roche y comience la transferencia de masa a su compañera y en la Figura 1.3 se tiene un diagrama que ejemplifica el proceso evolutivo de un sistema binario de baja masa formado por estrellas de $1M_{\odot}$ y $2M_{\odot}$.

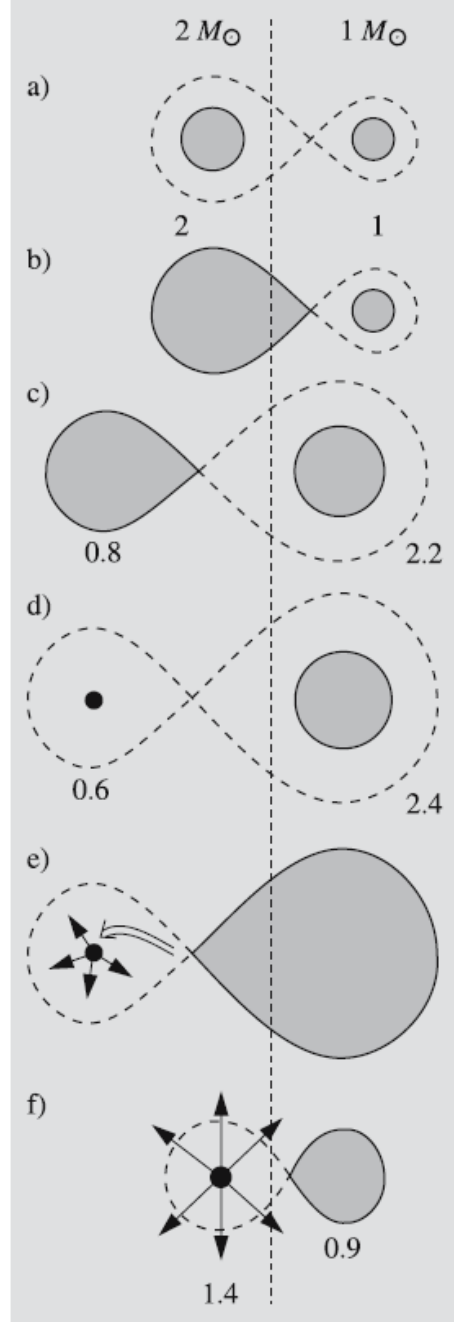


Figura 1.3: Evolución de sistema binario de baja masa: (a) ambas estrellas en secuencia principal; (b) transferencia de masa de la componente más masiva; (c) subgigante ligera y estrella en secuencia principal masiva; (d) enana blanca y estrella en secuencia principal; (e) masa transferida hacia la enana blanca desde la estrella más masiva lo cual puede ocasionar explosiones de Nova; (f) la masa de la enana blanca excede la masa de Chandrasekhar y explota como una supernova de tipo I [1].

1.2. Polarización

Los objetos astronómicos que cuentan con altas cantidades de polvo, como las nebulosas, han mostrado evidencia de contar con radiación polarizada, por lo tanto, son candidatos para estudios con técnicas de polarimetría, es decir, medir la polarización de la luz que recibimos de estos. Ahora, debido a que las observaciones de PN M2-9 fueron realizadas en un telescopio cuyos instrumentos solamente permitían hacer mediciones de polarización lineal, a lo largo de esta sección se hablará acerca de los temas de la polarización de la luz que resulten relevantes para el tipo de información obtenida de las observaciones en telescopio que fueron realizadas.

Sabemos que la luz puede ser tratada en la aproximación de física clásica, como una onda electromagnética transversal, es decir que su oscilación es perpendicular a su dirección de propagación y esta propiedad es la que permite que la luz pueda ser polarizada. Usualmente se dice que la luz es polarizada cuando la orientación de su campo eléctrico es constante a pesar de que su magnitud pueda variar. La forma exacta que toma la luz debido a esto se le conoce como Estado de Polarización y se entrará a detalle sobre ellos a continuación.

1.2.1. Estados de Polarización

Polarización Lineal

La característica que define a la luz linealmente polarizada es que al observar su campo eléctrico se puede ver como este oscila a lo largo de una línea (Figura 1.4). Este campo eléctrico oscila en lo que se le conoce como plano de vibración, el cual contiene el vector de campo eléctrico y el vector de propagación del campo.

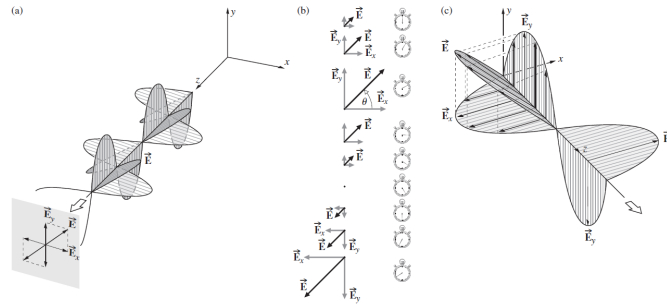


Figura 1.4: Polarización Lineal [3]

Ahora bien, la superposición de dos ondas de luz linealmente polarizadas da como resultado otra onda de luz linealmente polarizada, siempre que sus vectores eléctricos sean coplanares, las ondas sean armónicas, de la misma frecuencia y se muevan hacia la misma dirección.

Podemos representar a estas dos ondas ortogonales de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}\vec{E}_x(z, t) &= \hat{i}E_{0x} \cos(kz - \omega t) \\ \vec{E}_y(z, t) &= \hat{j}E_{0y} \cos(kz - \omega t + \epsilon)\end{aligned}\tag{1.1}$$

Donde ϵ es la diferencia de fase relativa entre las ondas, ambas viajando en la dirección z y a su vez ω es la frecuencia de oscilación. Con esto podemos representar la suma de las ondas perpendiculares como:

$$\vec{\mathbf{E}}(z, t) = \vec{\mathbf{E}}_x(z, t) + \vec{\mathbf{E}}_y(z, t) \quad (1.2)$$

Si ϵ es cero o un múltiplo entero de $\pm 2\pi$ se dice que las ondas están en fase de forma que la ecuación anterior se vuelve:

$$\vec{\mathbf{E}} = (\hat{\mathbf{i}}E_{0x} + \hat{\mathbf{j}}E_{0y}) \cos(kz - \omega t) \quad (1.3)$$

La onda resultante tiene por consiguiente una amplitud fija igual a $|\hat{\mathbf{i}}E_{0x} + \hat{\mathbf{j}}E_{0y}|$, es decir, ella también es linealmente polarizada [3].

Polarización Circular

Este particular caso se da cuando dos ondas constitutivas tienen igual amplitud $E_{0x} = E_{0y} = E_0$ y además su diferencia de fase relativa $\epsilon = -\pi/2 + 2m\pi$ tiene $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, lo cual lleva a la forma $\epsilon = -\pi/2$ o cualquier valor aumentando o disminuido desde $-\pi/2$ en múltiplos enteros de 2π . Por lo tanto:

$$\begin{aligned} \vec{\mathbf{E}}_x(z, t) &= \hat{\mathbf{i}}E_0 \cos(kz - \omega t) \\ \vec{\mathbf{E}}_y(z, t) &= \hat{\mathbf{j}}E_0 \cos(kz - \omega t - \pi/2) \end{aligned} \quad (1.4)$$

Y la suma de las ondas es:

$$\vec{\mathbf{E}} = E_0[\hat{\mathbf{i}} \cos(kz - \omega t) + \hat{\mathbf{j}} \sin(kz - \omega t)] \quad (1.5)$$

En esta observamos que la amplitud de la onda es constante, sin embargo, su dirección varía con el tiempo y no está restringida, como antes, a un solo plano, en su lugar el vector de campo eléctrico gira con una frecuencia angular ω y describe una trayectoria de forma circular que es vista por un observador hacia quien la onda se está moviendo (Figura 1.5).

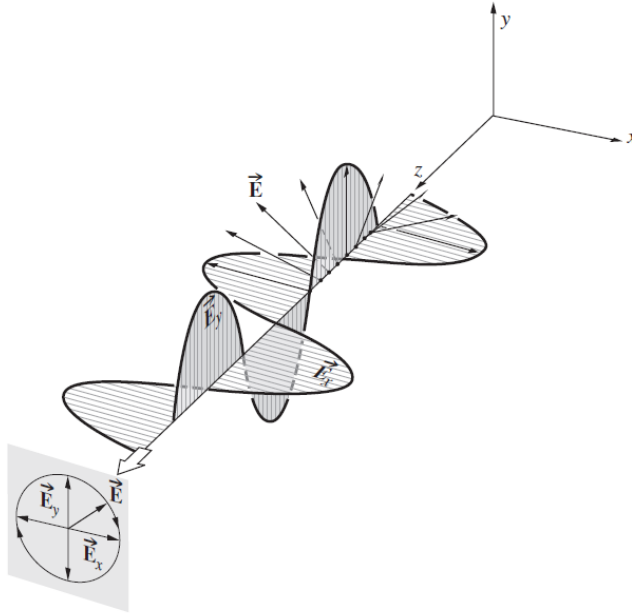


Figura 1.5: Polarización Circular [3]

La rotación de este campo eléctrico puede ser en sentido horario o anti horario y esto depende de la diferencia de fase ϵ , pues cuando esta es negativa ($\epsilon = -\pi/2$) se tiene polarización circular derecha pues el vector gira en sentido horario, mientras que si la fase es positiva $\epsilon = \pi/2$ se tiene polarización circular izquierda pues gira en sentido anti horario.

Una onda de luz linealmente polarizada también puede ser representada como la suma de dos ondas de luz circularmente polarizadas en direcciones opuestas, pero con la misma amplitud tal y como se muestra a continuación:

$$\begin{aligned}\vec{\mathbf{E}}_{\mathbf{D}} &= E_0[\hat{\mathbf{i}} \cos(kz - \omega t) + \hat{\mathbf{j}} \sin(kz - \omega t)] \\ &+ \\ \vec{\mathbf{E}}_{\mathbf{I}} &= E_0[\hat{\mathbf{i}} \cos(kz - \omega t) - \hat{\mathbf{j}} \sin(kz - \omega t)] \\ &= \\ \mathbf{E} &= 2E_0\hat{\mathbf{i}} \cos(kz - \omega t)\end{aligned}\tag{1.6}$$

Como esta onda resultante tiene una amplitud constante $\mathbf{E} = 2E_0$ siendo, por consiguiente linealmente polarizado [3].

Polarización Elíptica

Matemáticamente tanto la luz polarizada linealmente como circularmente se pueden considerar como casos especiales de luz elípticamente polarizada y se dice esto debido a que en general el vector de campo eléctrico girará cambiando también su magnitud de forma que el extremo de dicho vector trazará una elipse, en un plano fijo perpendicular al vector de propagación $\hat{\mathbf{k}}$. Lo anterior puede verse mejor al escribir una expresión para la curva trazada por la punta del vector de campo eléctrico recordando que:

$$\begin{aligned}E_x &= E_{0x} \cos(kz - \omega t) \\ E_y &= E_{0y} \cos(kz - \omega t + \epsilon)\end{aligned}\tag{1.7}$$

La ecuación de la curva no debe estar en función de la posición o el tiempo, por lo que para liberarnos de la dependencia de $(kz - \omega t)$ se puede desarrollar E_y tal que:

$$E_y/E_{0y} = \cos(kz - \omega t) \cos \epsilon - \sin(kz - \omega t) \sin \epsilon\tag{1.8}$$

Que combinada con E_x/E_{0x} nos da:

$$\frac{E_y}{E_{0y}} - \frac{E_x}{E_{0x}} \cos \epsilon = -\sin(kz - \omega t) \sin \epsilon\tag{1.9}$$

Y a su vez deducimos que:

$$\sin(kz - \omega t) = \left[1 - (E_x/E_{0x})^2\right]^{1/2}\tag{1.10}$$

Lo cual nos lleva a:

$$\left(\frac{E_y}{E_{0y}} - \frac{E_x}{E_{0x}} \cos \epsilon\right)^2 = \left[1 - \left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2\right] \sin^2 \epsilon\tag{1.11}$$

Finalmente, al ordenar los términos, tenemos:

$$\left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 + \left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 - 2\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)\left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right) \cos \epsilon = \sin^2 \epsilon\tag{1.12}$$

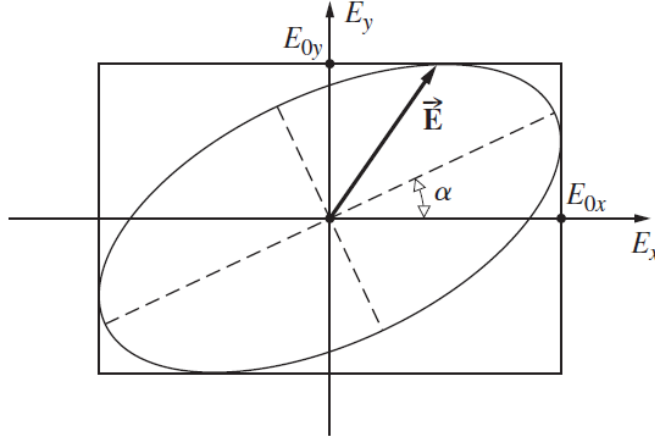


Figura 1.6: Polarización Elíptica [3]

Esta es la ecuación de una elipse que forma un ángulo α con el sistema ordenado (Figura 1.6) E_x, E_y tal que:

$$\tan 2\alpha = \frac{2E_{0x}E_{0y} \cos \varepsilon}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \quad (1.13)$$

Ahora bien, podemos obtener una forma más reconocible de la ecuación anterior si alineamos los ejes principales de la elipse con los ejes coordenados, es decir $\alpha = 0$ o de manera equivalente, $\varepsilon = \pm\pi/2, \pm3\pi/2, \pm5\pi/2, \dots$, en cuyo caso tenemos la forma conocida:

$$\frac{E_y^2}{E_{0y}^2} + \frac{E_x^2}{E_{0x}^2} = 1 \quad (1.14)$$

Además si $E_{0y} = E_{0x} = E_0$, esto se reduce a:

$$E_y^2 + E_x^2 = E_0^2 \quad (1.15)$$

lo cual de acuerdo con nuestros resultados anteriores es un círculo. Si ε es un múltiplo par de π entonces la ecuación (1.9) resulta en:

$$E_y = \frac{E_{0y}}{E_{0x}} E_x \quad (1.16)$$

de manera similar para múltiplos impares de π

$$E_y = -\frac{E_{0y}}{E_{0x}} E_x \quad (1.17)$$

Ambas son líneas rectas con pendientes de $\pm E_{0y}/E_{0x}$, es decir tenemos luz linealmente polarizada. Por lo tanto, la luz polarizada linealmente también es un caso especial de la luz polarizada elípticamente [3].

Luz Natural

Una fuente de luz ordinaria consiste en un número muy grande de emisores atómicos orientados al azar. Cada átomo excitado emite un tren de onda polarizado durante aproximadamente

10^{-8} s. Todas las emisiones que tienen la misma frecuencia se combinarán para formar una onda polarizada resultante que no persiste por más de 10^{-8} s. Se emiten constantemente nuevos trenes de onda y el estado de polarización global cambia de una forma totalmente impredecible. Si estos cambios tienen lugar tan rápidamente que es imposible distinguir cualquier estado de polarización resultante, nos referimos a la onda como luz natural.

Podemos representar matemáticamente la luz natural en términos de dos ondas arbitrarias de igual amplitud, linealmente polarizadas, ortogonales e incoherentes (es decir, ondas para las cuales su diferencia relativa de fase varía rápidamente o al azar). Generalmente la luz bien sea de origen natural o artificial no es ni completamente polarizada ni no polarizada; ambos casos son extremos. Más a menudo el vector de campo eléctrico varía de una forma que no es ni totalmente regular ni totalmente irregular, siendo tal perturbación parcialmente polarizada. Una forma útil de describir este comportamiento es visualizarlo como el resultado de la superposición de cantidades específicas de luz natural y de la polarizada [3].

1.2.2. Mecanismos de Polarización

Sabiendo que es la polarización y las diferentes formas en las que este fenómeno se presenta en las ondas de luz, ahora podemos pasar a los mecanismos que generan o manipulan dicha polarización. Sin embargo, tal y como se mencionó al principio de esta sección, debido a la instrumentación disponible en el telescopio, solamente se abordarán los mecanismos de polarización de la radiación y emisión de la polarización lineal, los cuales son:

- Dicroísmo.
- Birrefringencia.
- Dispersión.
- Reflexión.

Dicroísmo

El Dicroísmo se refiere a la absorción selectiva de una de las dos componentes ortogonales del estado P de un haz incidente. Un polarizador dicroico es en sí mismo físicamente anisótropo, produciendo una fuerte asimetría o absorción preferencial de una componente del campo mientras que es esencialmente transparente para la otra.

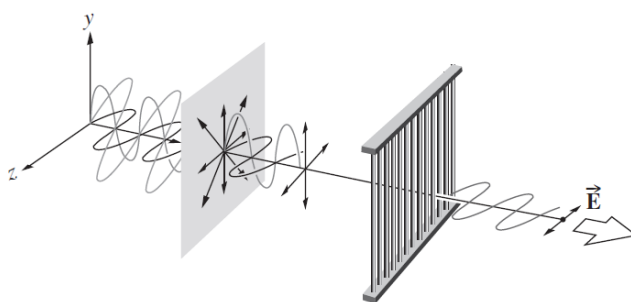


Figura 1.7: Polarizador de rejilla de alambre [3]

El sistema más simple de este tipo sería una rejilla de alambres conductores paralelos como se muestra en la Figura 1.7, para la cual se considera que una onda electromagnética no polarizada incide sobre ésta por la derecha. El campo eléctrico se puede resolver en las dos componentes ortogonales usuales; en este caso, una se escoge paralela a los alambres y la otra perpendicular a ellos. La componente del campo impulsa los electrones de conducción a lo largo de cada alambre, generando así una corriente. A su vez los electrones chocan con los átomos del retículo impartiendo energía y calentando así los alambres (calor Joule). De esta manera la energía se transfiere del campo a la rejilla. Además, los electrones que se aceleran a lo largo del eje y radian tanto hacia adelante como hacia atrás. Como es de esperar, la onda incidente tiende a anularse con la onda rerradiada hacia adelante con una transmisión resultante escasa o nula de la componente y del campo. La radiación que se propaga hacia atrás aparece simplemente como una onda reflejada. Por el contrario, los electrones no son libres de moverse muy lejos en la dirección z y la componente correspondiente del campo de la onda queda esencialmente inalterada al propagarse por la rejilla. El eje de transmisión de la rejilla es perpendicular a los alambres.

Birrefringencia

Muchas sustancias cristalinas (es decir, sólidos cuyos átomos están dispuestos según alguna clase de serie repetitiva regular) son ópticamente anisótropas. Sus propiedades ópticas no son las mismas en todas las direcciones dentro de una muestra dada. Cuando la luz se propaga a través de una sustancia transparente por excitación de los átomos dentro del medio, los electrones son impulsados por el campo eléctrico y rerradian; estas ondas secundarias se recombinan y la onda refractada resultante avanza (Figura 1.8). La velocidad de la onda y, por consiguiente, el índice de refracción está determinado por la diferencia entre la frecuencia del campo eléctrico y la frecuencia natural o característica de los átomos. Una anisotropía en la fuerza de enlace se manifestará, por lo tanto, en una anisotropía en el índice de refracción. Un material de este tipo que exhibe dos índices de refracción es birrefringente.

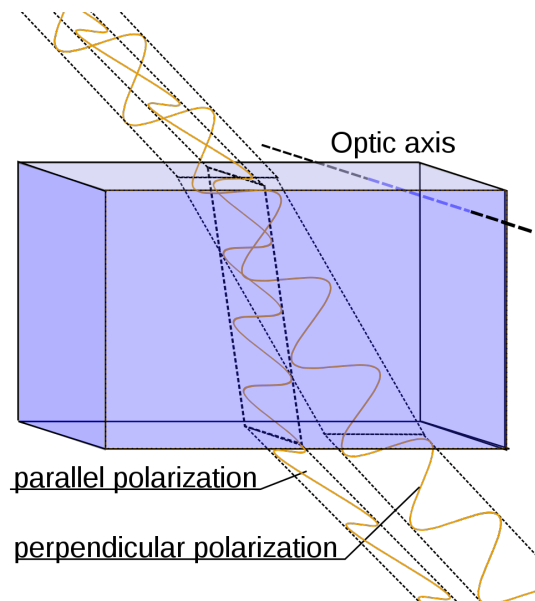


Figura 1.8: Birrefringencia en un mineral de calcita [4]

Dispersión

La polarización por dispersión ocurre cuando la luz se encuentra con obstáculos en el medio por el que viaja. Si una onda plana linealmente polarizada incide sobre una molécula de aire, esta es dispersada y el campo eléctrico de la radiación esparcida siguen la distribución dipolar de manera que tanto el campo eléctrico de las ondas dispersadas, el vector de Poynting y el dipolo oscilador son todos coplanares. Las vibraciones que induce la luz en los átomos sobre los que inciden son paralelas al campo eléctrico de la onda de luz incidente siendo así perpendiculares a la dirección de propagación (Figura 1.9).

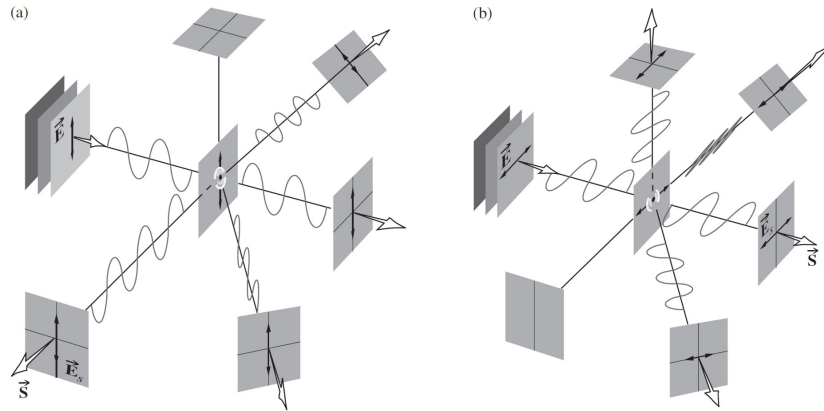


Figura 1.9: a) Luz polarizada linealmente vertical, siendo dispersada por una molécula. b) Luz polarizada linealmente horizontal, siendo dispersada por una molécula. [3]

Ahora si la onda incidente no está polarizada, se puede representar por dos estados incoherentes ortogonales, en cuyo caso la luz dispersada (Figura 1.10) es equivalente a una superposición de las condiciones que se muestran en las figuras 1.9 a y b. Evidentemente la luz esparcida en la dirección de propagación está completamente sin polarizar; lejos de este eje está parcialmente polarizada, polarizándose cada vez más conforme aumenta el ángulo. Cuando la dirección de observación es normal al haz primario, la luz está polarizada linealmente por completo.

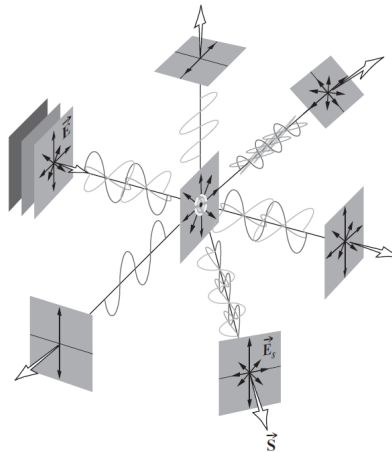


Figura 1.10: Dispersión de luz no polarizada por una molécula [3]

Reflexión

Una de las fuentes más comunes de luz polarizada es el proceso de reflexión de medios dieléctricos. Cuando una onda plana incidente linealmente polarizada de tal forma que su campo eléctrico sea perpendicular al plano de incidencia (Figura 1.11 a), la onda se refracta en la interfaz entrando con un ángulo de transmisión θ_t , su campo eléctrico impulsa a los electrones enlazados en este caso normalmente al plano de incidencia y ellos a su vez irradian. Una parte de esa energía reemitida aparece bajo forma de onda reflejada y debido a la geometría y distribución de radiación del dipolo, tanto las ondas reflejadas como las refractadas se hallan en un estado específico de polarización normal al plano de incidencia. Por el contrario si el campo incidente se halla en el plano de incidencia los osciladores electrónicos cerca de la superficie vibrarán bajo la influencia de la onda refractada (Figura 1.11 b)

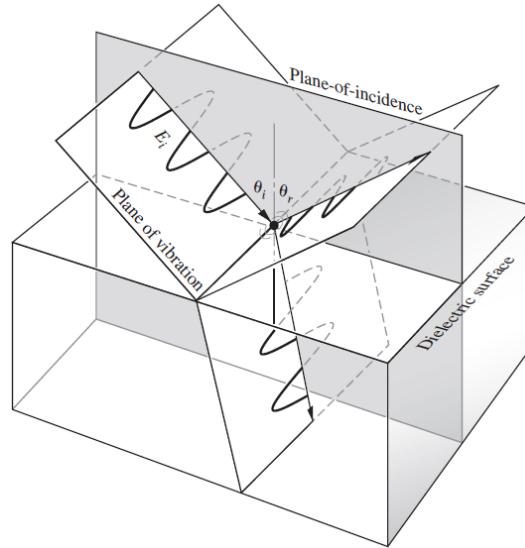


Figura 1.11: Polarización por reflexión [3]

La densidad del flujo de la onda reflejada es relativamente baja porque la dirección del rayo reflejado forma un ángulo θ pequeño con el eje del dipolo y en el caso especial en el que $\theta = 0$ o, de forma equivalente ($\theta_r + \theta_t = 90$), la onda reflejada desaparecería completamente. Bajo esas circunstancias, para una onda incidente no polarizada conformada por dos estados específicos de polarización ortogonales incoherentes, sólo se reflejará la componente polarizada normalmente al plano de incidencia y por consiguiente paralela a la superficie. El ángulo de incidencia particular para el que ocurre esta situación se designa por θ_p y recibe el nombre de ángulo de polarización o ángulo de Brewster donde ($\theta_p + \theta_t = 90$).

1.2.3. Parámetros de Stokes

Debido a que las mediciones realizadas por los detectores del telescopio son en las bandas del cercano infrarrojo, el tamaño de la longitud de onda limita a los detectores a realizar mediciones de irradiancia en lugar de otro tipo de observables como el campo magnético. Por esto, se debe contar con un formalismo que nos permita hablar sobre la polarización de la luz en términos de irradiancia, lo cual podemos encontrar en los parámetros de Stokes.

La representación moderna de la luz polarizada tiene sus orígenes en 1852 en el trabajo de G. G. Stokes, cuando introdujo cuatro cantidades que son funciones solamente de observables de una onda electromagnética y que ahora son conocidos como Parámetros de Stokes. El estado de polarización de un rayo de luz (ya sea luz natural, un rayo total o parcialmente polarizado) puede ser descrito en términos de estas cantidades, las cuales constan de las siguientes 4 irradiancias o intensidades:

$$\begin{aligned}\mathcal{S}_0 &= \langle E_{0x}^2 \rangle_T + \langle E_{0y}^2 \rangle_T \\ \mathcal{S}_1 &= \langle E_{0x}^2 \rangle_T - \langle E_{0y}^2 \rangle_T \\ \mathcal{S}_2 &= \langle 2E_{0x}E_{0y} \cos \varepsilon \rangle_T \\ \mathcal{S}_3 &= \langle 2E_{0x}E_{0y} \sin \varepsilon \rangle_T\end{aligned}\tag{1.18}$$

Donde E_{0x}^2 y E_{0y}^2 son las expresiones para la luz cuasimonocromática. Así $\mathcal{S}_0$ es la irradiancia incidente, mientras que $\mathcal{S}_1$, $\mathcal{S}_2$ y $\mathcal{S}_3$ especifican el estado de polarización. Entonces $\mathcal{S}_1$ refleja una tendencia de la polarización para asemejarse a un estado horizontal ($\mathcal{S}_1 > 0$), un estado vertical ($\mathcal{S}_1 < 0$) o bien ninguna orientación preferencial ($\mathcal{S}_1 = 0$) respecto a los ejes cuando la polarización es elíptica en el plano a ± 45 , circular o no polarizado. De manera parecida $\mathcal{S}_2$ implica la tendencia de la luz a asemejarse a un estado orientado bien sea en la dirección $+45$ ($\mathcal{S}_2 > 0$) o en la dirección -45 ($\mathcal{S}_2 < 0$) o en ninguna de las dos ($\mathcal{S}_2 = 0$). De la misma forma $\mathcal{S}_3$ indica una tendencia del haz a tener sentido a derechas ($\mathcal{S}_3 > 0$), sentido izquierdas ($\mathcal{S}_3 < 0$) o ninguno de los dos ($\mathcal{S}_3 = 0$) [3].

Los parámetros de Stokes fueron introducidos en la astronomía por Chandrasekhar (1947), definiéndolos en relación con sus estudios en la teoría de transferencia radiativa asociada con atmósferas estelares y usó la notación de I, Q, U, V. Estos parámetros pueden ser escritos en la forma de un vector columna o vector de Stokes.

$$S = \begin{pmatrix} \mathcal{S}_0 \\ \mathcal{S}_1 \\ \mathcal{S}_2 \\ \mathcal{S}_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix}\tag{1.19}$$

Si la composición de la radiación comprende fluctuaciones eléctricas de ondas que aparecen y mueren con total falta de coherencia temporal, entonces $Q = U = V = 0$, y se dice que la luz es no polarizada. De acuerdo con el grado de coherencia que se mantenga durante el tiempo experimental, Q, U y V pueden tomar valores de hasta un máximo igual a I, por lo tanto, para la luz perfectamente polarizada tendríamos que:

$$I = (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}\tag{1.20}$$

La aleatorización parcial de las fases de las ondas contribuyentes con el progreso de tiempo proporciona la condición de

$$I \geq (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}\tag{1.21}$$

Parte de la contribución a la desigualdad también puede surgir del hecho de que las ondas no son clásicas y comprenden componentes con un rango de frecuencias, el proceso de promediado tiene esto en cuenta.

Considerando al vector de Stokes como la combinación de dos intensidades, I_p , I_u , una completamente polarizada y la otra no polarizada podemos expresar al vector de Stokes como:

$$\begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_p \\ Q_p \\ U_p \\ V_p \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} I_u \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.22)$$

Con esta dicotomía es posible calcular el grado de polarización definido por

$$p = \frac{(Q_p^2 + U_p^2 + V_p^2)^{1/2}}{I} \quad (1.23)$$

Es más usual, no obstante, el partir esta definición en dos partes correspondientes a los grados de polarización lineal, p, y circular, v, de forma separada, de manera que:

$$p = \frac{I_p}{I_u + I_p} = \frac{(Q_p^2 + U_p^2)^{1/2}}{I_u + I_p} = \frac{(Q_p^2 + U_p^2)^{1/2}}{I} \quad (1.24)$$

y

$$v = \frac{V_p}{I_u + I_p} = \frac{V_p}{I} \quad (1.25)$$

Cuando se tiene con polarización lineal el ángulo de polarización θ , es decir la posición del ángulo de dirección puede calcularse como:

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right) \quad (1.26)$$

1.2.4. Cálculo de Mueller

Cuando la radiación interactúa con la materia es posible que su estado de polarización sufra cambios y es posible representar estos cambios en los parámetros de Stokes por medio de una multiplicación de matrices al vector de Stokes original, a esto se le conoce como cálculo de Mueller y esto nos dice que el vector de Stokes final $\{I_o, U_o, Q_o, V_o\}$ de un rayo que atraviesa un elemento óptico m, está relacionado con el vector inicial $\{I_i, U_i, Q_i, V_i\}$ por una matriz de 4×4 de tal forma que:

$$\begin{bmatrix} I_o \\ Q_o \\ U_o \\ V_o \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_i \\ Q_i \\ U_i \\ V_i \end{bmatrix} \quad (1.27)$$

Calcular el resultado de una situación particular por medio de este método usualmente requiere la aplicación de varias matrices en combinación que deben ser organizadas en el orden correcto [5]. Cada elemento óptico cuenta con su propia matriz de Mueller característica y para el caso de POLICAN donde los elementos ópticos son una placa de media onda y un polarizador. En el caso del polarizador su matriz de Mueller es:

$$M_{pol} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.28)$$

Pues la expresión que se obtendría de multiplicar esta matriz con el vector de Stokes de un rayo incidente $\{1, 0, 0, 0\}$ sería $\{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0, 0\}$, lo cual nos indica que al salir del polarizador el rayo tendría una intensidad de $\frac{1}{2}$ gracias al primer término, una preferencia por la polarización horizontal por el segundo término y con los dos últimos términos uno puede concluir que el rayo resultante tiene

una polarización lineal del 100 % horizontal [6]. En el caso de la placa de media onda su matriz de Mueller es:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2\theta) - \sin^2(2\theta) & 2\sin(2\theta)\cos(2\theta) & 0 \\ 0 & 2\sin(2\theta)\cos(2\theta) & \sin^2(2\theta) - \cos^2(2\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.29)$$

Pues el rayo incidente que pasa a través de la placa se reorienta gracias a los índices de refracción de sus ejes vertical y horizontal, los cuales causan que las componentes del campo eléctrico del rayo incidente sean desfasados $\frac{\lambda}{2}$, por lo que el rayo resultante es rotado el doble del ángulo con el que estaba orientado respecto a la placa al momento de incidir [6].

Considerando esto podemos calcular cuales son los parámetros de Stokes para POLICAN si consideramos el orden en el cual están distribuidos sus elementos ópticos (Figura 3.3), lo cual nos llevaría al siguiente cálculo de Mueller:

$$S_f = M_{pol} * M_{HWP} * S_{in} \Rightarrow \quad (1.30)$$

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} I_f \\ Q_f \\ U_f \\ V_f \end{pmatrix} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2\theta) - \sin^2(2\theta) & 2\cos(2\theta)\sin(2\theta) & 0 \\ 0 & 2\cos(2\theta)\sin(2\theta) & \sin^2(2\theta) - \cos^2(2\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{in} \\ Q_{in} \\ U_{in} \\ V_{in} \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos^2(2\theta) - \sin^2(2\theta) & 2\cos(2\theta)\sin(2\theta) & 0 \\ 1 & \cos^2(2\theta) - \sin^2(2\theta) & 2\cos(2\theta)\sin(2\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{in} \\ Q_{in} \\ U_{in} \\ V_{in} \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} I_{in} + Q_{in} (\cos^2(2\theta) - \sin^2(2\theta)) + 2U_{in} \cos(2\theta)\sin(2\theta) \\ I_{in} + Q_{in} (\cos^2(2\theta) - \sin^2(2\theta)) + 2U_{in} \cos(2\theta)\sin(2\theta) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.31)$$

Podemos ver que esta última ecuación no permite determinar una componente circular V, sin embargo, va a ser más eficiente al modular la intensidad para obtener Q y U y si resolvemos estas ecuaciones podemos encontrar los parámetros de Stokes. La solución más simple y que también enfatiza la relación directa entre los parámetros de Stokes y las cantidades medibles se obtiene cuando el ángulo θ se determina como 4 ángulos discretos (0° , 22.5° , 45° y 67.5°) [7], por lo que al operar dentro de las ecuaciones se llega a:

$$\begin{aligned} I_0 &= \frac{1}{2} (I_{in} + Q_{in}) \\ I_{22.5} &= \frac{1}{2} (I_{in} + U_{in}) \\ I_{45} &= \frac{1}{2} (I_{in} - Q_{in}) \\ I_{67.5} &= \frac{1}{2} (I_{in} - U_{in}) \end{aligned} \quad (1.32)$$

Que a su vez resolviendo para I, Q y U nos da:

$$\begin{aligned} I_{in} &= \frac{I_0 + I_{45} + I_{22.5} + I_{67.5}}{2} \\ Q_{in} &= I_0 - I_{45} \\ U_{in} &= I_{22.5} - I_{67.5} \end{aligned} \quad (1.33)$$

De manera que con las expresiones anteriores podemos calcular el grado y ángulo de polarización lineal al sustituir los valores obtenidos para los parámetros I, Q y U en las ecuaciones (1.24) y (1.26).

1.3. Polarización en la Astronomía

1.3.1. Historia de la polarimetría en la astronomía

El primer registro que se tiene acerca de estudios hechos sobre la polarización se remonta a los trabajos realizados por Erasmus Bartholinus durante el año 1696, en los cuales estudió la birrefringencia del espato de Islandia, fenómeno que posteriormente fue investigado por Huyghens y Malus. De hecho, es gracias a una descripción temprana del comportamiento de la doble refracción del espato de Islandia y de la orientación aparente de la luz al pasar por esta, que la conexión entre la raíz de la palabra "polo", eventualmente dio lugar a la palabra "polarización"[5].

Las primeras observaciones polarimétricas en la astronomía fueron realizadas por Arago en 1811 cuando observó la Luna para probar si la luz del Sol que reflejaba tenía propiedades similares a aquellas observadas por Malus en superficies de vidrio. Igualmente, Malus descubrió que la luz del día era polarizada, que la polarización máxima ocurría aproximadamente a 90° del Sol y que la luz de una dirección de aproximadamente 25° por encima de la sección contraria al Sol no estaba polarizada, el cual fue nombrado punto neutral de Arago [5].

Los avances durante el siglo XIX fueron relativamente lentos pues estaban limitados a la Luna debido a su extremo brillo que a su vez venía acompañado de altos niveles de polarización. Esto fue así hasta 1929, cuando Lyot realizó estudios sobre la polarización de la luz emitida por planetas, que estudios en otros tipos de objetos comenzaron a realizarse y no fue hasta 1949 cuando Hiltner y Hall realizaron estudios polarimétricos en estrellas, llegando a la conclusión de que la luz de las estrellas no es polarizada de forma intrínseca, sino que se polariza por medio de su paso a través del medio interestelar [5].

1.3.2. Emisión Polarizada en Cercano Infrarrojo

Las observaciones en infrarrojo son extremadamente importantes en la astronomía por muchas razones. Por ejemplo, debido a la expansión del Universo, la longitud de onda de luz visible de las galaxias distantes aumenta su tamaño, lo cual la mueve desde el espectro visible hasta el infrarrojo para la mayoría de los objetos distantes. De la misma manera las longitudes de onda del infrarrojo son mucho más penetrantes que la luz visible y por lo tanto pueden revelar los procesos que hay detrás de regiones de formación estelar, las cuales típicamente son envueltas en nubes de gas y polvo. Por su parte, el material interestelar frío (5-20 K) no emite luz visible pero si emite en la banda del lejano infrarrojo, lo cual nos permite estudiar el polvo en sí mismo [7].

El vapor de agua (H_2O) y el dióxido de carbono (CO_2) bloquean mucha de la radiación infrarroja que proviene del espacio; la absorción del vapor de agua depende de la altitud y ocurre en ciertos intervalos de longitud de onda entre los cuales la atmósfera es notablemente transparente. Estas ventanas atmosféricas de transparencia le permiten a los astrónomos el definir bandas fotométricas y las ventanas estándar están listadas por su longitud de onda central y su anchura a media altura (FWHM por sus siglas en inglés) en la Tabla 1.1

Longitud de onda central (μm)	Designación del ancho de banda	Amplitud (FWHM) (μm)
1.25	J	0.30
1.65	H	0.35
2.20	K	0.40
3.50	L	1.00
4.80	M	0.60
10.60	N	5.00
21.00	Q	11.00

Tabla 1.1: Ventanas del Infrarrojo en la atmósfera de la Tierra [7]

Así mismo también hay ventanas relativamente pobres (designadas como X) desde aproximadamente $30 \mu\text{m}$ a $35 \mu\text{m}$ que son accesibles desde sitios secos con grandes altitudes o desde la Antártica. Hay variaciones de algunas bandas (como son $K_{\text{short}} 2.0\mu\text{m} - 2.3\mu\text{m}$, $K' 1.95\mu\text{m} - 2.30\mu\text{m}$ y $L' 3.5\mu\text{m} - 4.1\mu\text{m}$) que se han desarrollado para mejorar el rendimiento en dichos sitios [7].

1.3.3. Emisión Polarizada de las PPNe

En muchas PPNe la envolvente de polvo se adelgaza lo suficiente como para que la estrella sea visible en las bandas ópticas y del NIR, lo cual ocasiona que nebulosidades de extensión menor a 5 arcosegundos puedan ser ocultadas tras el disco que se forma en las imágenes debido a la función de dispersión de punto (PSF, Point Source Funtion) de la brillante estrella central. De esta forma para obtener información sobre la estructura del CSE es necesaria la sustracción o deconvolución de la PSF en las observaciones realizadas en tierra [8].

Como las PPNe son visibles por la luz dispersada en la banda óptica y en el cercano infrarrojo, se espera que su luz sea linealmente polarizada, por otra parte, la PSF de la estrella está efectivamente no polarizada, pues está formada por la dispersión de la luz al pasar por la atmósfera. Gracias a esto, la polarimetría en el cercano infrarrojo se puede utilizar para separar la luz que proviene del CSE de la emisión de la estrella central y a su vez permite revelar información sobre la estructura de los CSE [8].

La técnica anterior fue utilizada por Gledhill y colaboradores en 2001 para realizar un estudio a los CSE de 16 PPNe; en estos descubrió que todos sus objetos de estudio mostraban axisimetría en la distribución de densidad del polvo y que podía clasificar la mayoría de estas nebulosas en 3 tipos que dependían de la morfología del flujo polarizado de la CSE de estas: CSE dominado por el núcleo, CSE de cascarón y CSE bipolar.

Los CSE dominados por el núcleo mostraban envoltentes de dispersión compactas y patrones de polarización alineados como indicadores de dispersión en medios ópticamente gruesos, lo cual podría ser explicado si estos objetos estuvieran en una fase de evolución temprana en la que el CSE aún estuviera denso, compacto y cercano a la estrella; por otra parte los CSE de cascarón son ópticamente delgados con patrones de polarización centrosimétricos y una estrella central visible en el NIR, mientras que los CSE bipolares mostraban patrones de polarización elípticos indicando una profundidad óptica mayor que la presente en las de cascarón, así como un cierto grado de dispersión múltiple [8].

La explicación al origen de las morfologías anteriores fue atribuida a un modelo de CSE simple en el cual una envoltente de gas y polvo con una distribución de densidad axisimétrica es expulsado durante la fase AGB tardía. En este modelo el rango de morfologías observadas es generado gracias a la variación de la profundidad óptica de la envoltente de superviento y el grado de concentración ecuatorial de la densidad del polvo [8].

Además de estos estudios generales, también se han realizado estudios sobre objetos específicos como es el caso de la publicación de Serrano y colaboradores en 2020 sobre la nebulosa Frosty Leo [9]. El estudio de esta nebulosa se realizó con la técnica de Gledhill y colaboradores en las bandas J, H y K' del NIR. Por medio de esta técnica se encontró que la estructura dentro de la nebulosa consiste en dos carcasas de polvo observables por radiación infrarroja polarizada, ubicadas en los extremos de la nebulosa bipolar que propician la dispersión simple; un envoltorio de polvo extendido observables por radiación infrarroja polarizada, con un diámetro de 35 arcosegundos el cual genera polarización gracias a la dispersión múltiple y finalmente una región ecuatorial en la que se registra un decrecimiento de polarización entre las bandas J y H, la cual podría ser atribuida a granos de polvo alineados [9].

Lo anterior es de gran importancia, pues las estructuras simples propuestas por Gledhill son solamente una base de la cual partir, para posteriormente poder encontrar estructuras y morfologías más complejas como fue el caso de Frosty Leo.

Capítulo 2

La Nebulosa Pre Planetaria PN M2-9

2.1. Parámetros Físicos de PN M2-9

PN M2-9 fue descubierta por Rudolph Minkowski en 1947, es una nebulosa pre planetaria (A. R. = 17:05:37.952, Dec = -10:08:34.58). Esta nebulosa tiene una estructura bipolar muy elongada siendo su tamaño aparente de $120'' \times 12''$ [11] y con una región central con un tamaño aparente de $60''$ que muestra dos flujos delgados y coaxiales [10]. Además de esto se ha detectado que la cintura de la nebulosa es muy delgada y que su imagen en la banda óptica tiende a ser difusa debido a la existencia de dos anillos de gas y polvo alrededor del centro [10].



Figura 2.1: Imagen de tres colores de PN M2-9 creada por J. Schmidt a partir de imágenes tomadas por el Telescopio Espacial Hubble [13]

PN M2-9 es un objeto al cual se le han hecho múltiples estudios que han ayudado a descubrir más acerca de sus parámetros físicos y los posibles mecanismos que dieron lugar a su formación, con un especial interés en aquellos que propiciaron la morfología bipolar presente en la nebulosa (Figura 2.1). Uno de los estudios más antiguos y relevantes fue realizado por Schwarz y colaboradores en 1997, quien por medio de estudios de espectroscopía y polarización en la banda H_α , determinó que la nebulosa estaba a una distancia de 650 pc, contaba con una longitud de 0.4 pc y su envoltorio externo tenía una edad dinámica de aproximadamente 1200 años, así mismo propone que el objeto central de la nebulosa debe tratarse de una fuente caliente y compacta con altas probabilidades de tratarse de un sistema binario [11].

En el año 2011, Corradí y colaboradores publicarían los estudios espectroscópicos y cinemáticos que le hicieron a la nebulosa, con los cuales hace nuevas estimaciones sobre los parámetros físicos de la nebulosa proponiendo una distancia de 1300 pc, una longitud de 0.8 pc, una velocidad de expansión de los lóbulos de 147 kms^{-1} y una edad cinemática de aproximadamente 2500 años, así mismo propone que los patrones de rotación e iluminación observados en su estudio podrían estar siendo generados por un spray de partículas colimadas a altas velocidades directamente desde la fuente central, lo cual sería capaz de excitar las paredes de la cavidad interna de la nebulosa y propiciaría a un sistema simbiótico binario como la fuente central de la nebulosa [12].

En 2011 Lykou y colaboradores publicaron los resultados que obtuvieron de los estudios de fotometría e interferometría en las bandas del mediano y cercano infrarrojo, donde descubren una estructura en forma de disco compacto con una posición perpendicular a los lóbulos, el cual se propuso estaba formado por silicatos amorfos generados por un sistema binario en el centro de la nebulosa conformado por una enana blanca y una estrella en su etapa AGB o post AGB con masas de entre $0.6 M_\odot$ a $1.0 M_\odot$ y $0.6 M_\odot$ a $1.4 M_\odot$ respectivamente, con un periodo orbital de entre 90 a 120 años, todo esto asumiendo una distancia de 1200 pc [14].

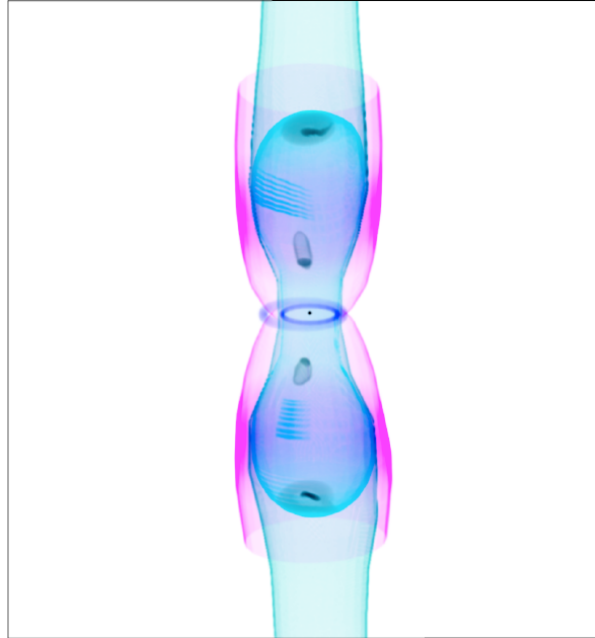


Figura 2.2: Modelo morfo cinemático de PN M2-9 realizado por Clyne y colaboradores en 2015 [15]

La morfología de la nebulosa fue estudiada por Clyne y colaboradores en 2015, ellos realizaron un estudio morfo-cinemático utilizando datos espectrográficos de bandas ópticas y del NIR para llegar a un modelo 3D de la morfología de la nebulosa (Figura 2.2) compuesto de 3 componentes principales: Un bulbo, alas y una envolvente neutral junto con dos anillos internos. El modelo propuesto toma en consideración la distancia de 650 pc de Schwartz dando lugar a una edad cinemática de 915 años al bulbo, 1250 años para las alas y 1430 años para la envolvente neutral. La explicación que le atribuyen a esto es que la nebulosa fue formada por un sistema binario simbiótico en el centro de ésta, en el cual una gigante roja fría le cede materia a una enana blanca caliente que la ioniza y genera la estructura observada por medio de dos eventos separados de expulsión de materia [15].

Por su parte, los estudios de interferometría publicados por Casto-Carrizo y colaboradores en 2018, determinan la existencia de dos estructuras en forma de anillo justo en la base ecuatorial de los dos lóbulos de la nebulosa y proponen que fueron formados gracias a dos periodos cortos de pérdida de masa que comenzaron hace 1400 años, tuvieron una duración de aproximadamente 40 años cada uno y que estuvieron separados entre sí por 500 años. Además de esto, los discos muestran evidencia para la existencia de un sistema binario formado por una enana blanca y una gigante roja en el centro y asumiendo una masa de $0.5 M_{\odot}$ a $2M_{\odot}$ para la primaria a una distancia de 650 pc se puede llegar a un estimado de masa para la estrella secundaria de máximo $0.2 M_{\odot}$, siendo esta la que se encarga de colimar los jets de materia que son expulsados por el sistema, mientras que la estrella primaria se habría encargado de generar las dos estructuras de anillo [10].

Finalmente, en 2022 estudios realizados en bandas de radio por De la Fuente y colaboradores, reafirman la existencia de un sistema binario en el centro de PN M2-9, compuesto por una enana blanca y una estrella AGB [16]. En este caso para explicar las observaciones de emisiones en esta banda y los jets de materia detectados, retoman el modelo de Livio y Stoker de 2001 y lo representan con el esquema mostrado en la Figura 2.3.

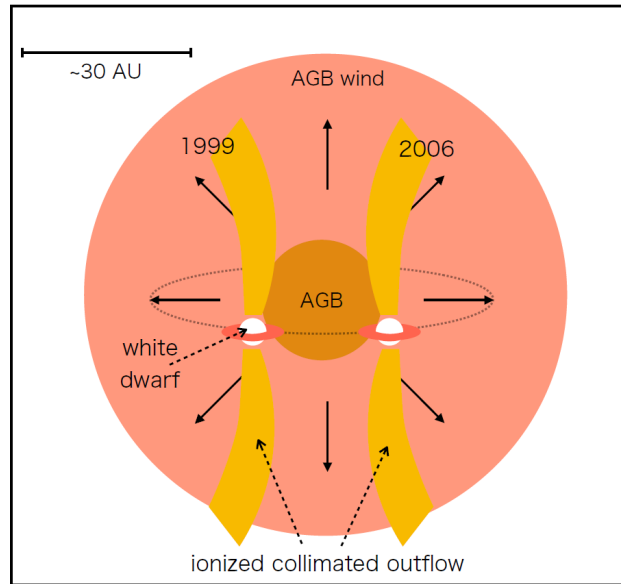


Figura 2.3: Esquema presentado por De la Fuente (2022) el modelo del sistema binario en el centro de PN M2-9 propuesto por Livio y Soker (2001) [16]

La distancia de M2-9 no se tiene calculada con precisión y se estima que debe encontrarse en un rango de entre 80 a 800 pc [10]. A pesar de esto, dentro de la literatura se suele adoptar el valor de 650 pc obtenido por Schwarz y colaboradores en 1997 [11], pero los estudios realizados por Corradi en 2011 proponen una distancia el doble de grande, siendo esta de 1300 pc que es atribuida a un error por un factor de dos en los cálculos de Schwarz [12]. Sin embargo, esta última distancia no será tomada en cuenta y en su lugar se optará por la distancia estandarizada de 650 pc, debido a que una distancia mayor a 1000 pc implicaría que PN M2-9 es una nebulosa planetaria en lugar de una Pre Planetaria debido a los tiempos de separación entre la eyección de materia y no solo esto sino que también tendría que ser una de las Nebulosas Planetarias más grandes registradas hasta la fecha [10].

2.2. La Polarización de PN M2-9

Con el propósito de entender mejor la polarización de PN M2-9 en esta sección se hablará sobre otros estudios publicados sobre esta nebulosa, específicamente el estudio de Schwarz (1997) en la banda H_α del óptico, en el cual se propone un modelo para darle explicación a la polarización encontrada, y el estudio de Navarro (2019) en las bandas H_α del óptico y H del cercano infrarrojo donde obtienen un mapa de polarización de la región para ambas bandas.

Para el visible, en los mapas obtenidos por Navarro y colaboradores (Figura 2.4) se puede notar que los vectores de polarización tienen una dirección casi perpendicular a la radiación del objeto central con un grado de polarización del 50 %, así mismo se puede ver como en los lóbulos norte y sur de la nebulosa la polarización disminuye mientras que cerca de la región central de la nebulosa se tiene una polarización más alta, lo cual puede ser indicativo de la presencia de polvo en el núcleo del objeto [17].

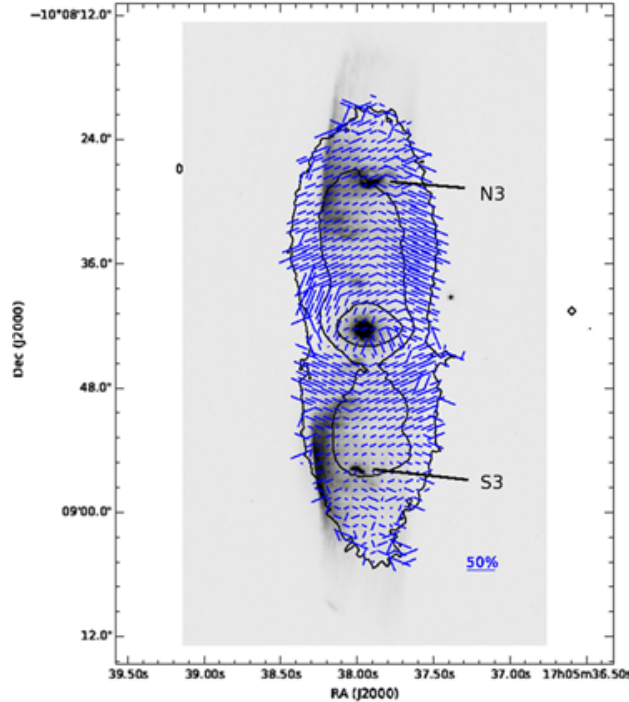


Figura 2.4: Mapa de polarización en la banda H_α obtenido por Navarro (2019) [17]

Por otra parte, los estudios de Schwarz y colaboradores obtienen un grado de polarización del 62 % y un ángulo de polarización del 91.3° en el lóbulo norte mientras que en el lóbulo sur se tienen un grado y ángulo de polarización de 59 % y 94.6° respectivamente. En vista del alto grado de polarización Schwarz propone un modelo de polvo ópticamente delgado para explicar el alto grado de polarización así como que el ángulo de polarización es un indicador de que el mecanismo de polarización que está detrás de lo observado en la nebulosa es la dispersión, pues tanto en la dispersión de Rayleigh como de Mie, se espera que el vector de polarización sea perpendicular al plano de dispersión [11].

Para el cercano infrarrojo, en los mapas obtenidos por Navarro y colaboradores (Figura 2.5) se puede notar que los vectores de polarización son por lo general perpendiculares a la radiación del objeto central con un grado de polarización del 50 % tal y como ocurre en la banda visible, así mismo se puede ver como en la región central la polarización es mínima [17].

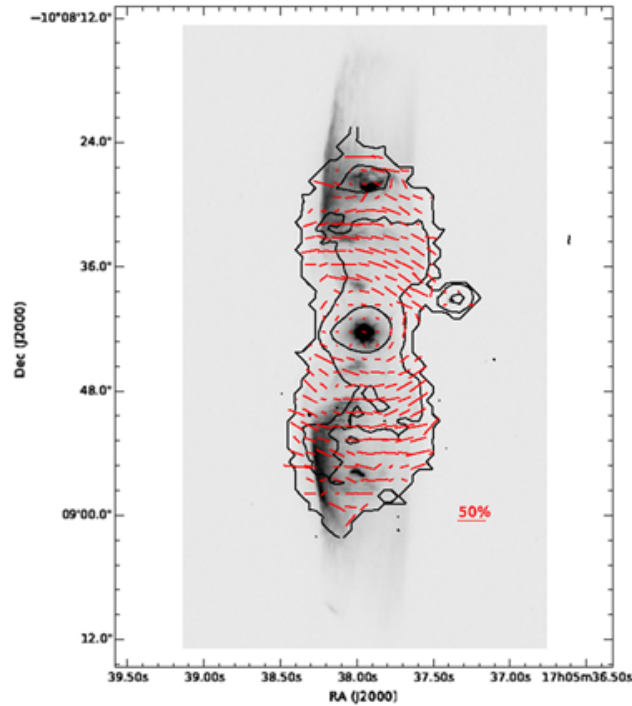


Figura 2.5: Mapa de polarización en la banda H obtenido por Navarro (2019) [17]

Capítulo 3

Observaciones Polarimétricas en NIR

Las observaciones fueron hechas en el telescopio de 2.12 metros del Observatorio Astrofísico Guillermo Haro (OAGH) en Cananea, Sonora, utilizando la Cámara de Infrarrojo Cercano de Cananea (CANICA). Por su parte, la polarización de las imágenes fue obtenida usando el Polarímetro de Infrarrojo cercano de Cananea (POLICAN), el cual se monta en el telescopio antes de CANICA.

3.1. OAGH

El OAGH es un observatorio construido y manejado por INAOE que está ubicado en Cananea Sonora y cuenta con un telescopio tipo Ritchey-Chretien (Figura 3.1) con un espejo primario de 2.12 metros de diámetro, un espejo secundario de 50 centímetros de diámetro, una distancia focal de 25 metros y una razón focal de $f/12$ [18].

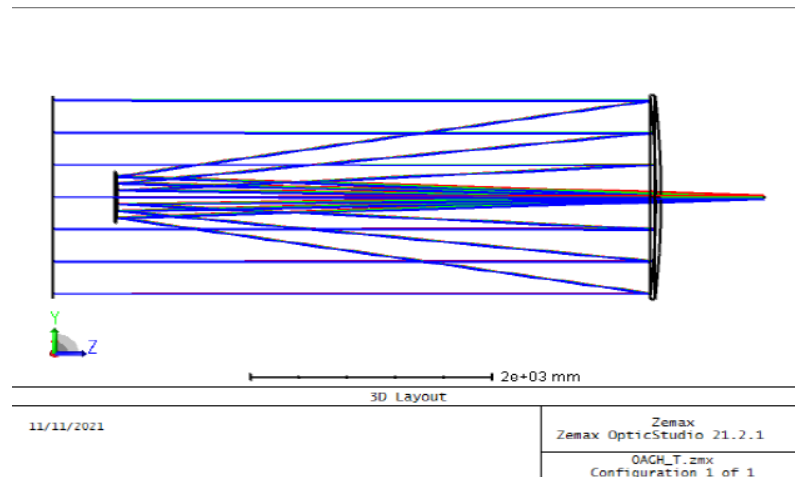


Figura 3.1: Diagrama del sistema óptico del telescopio Ritchey-Chretien de OAGH, en el cual el camino que sigue la luz está indicado con los rayos trazados [18].

3.2. CANICA

CANICA es un instrumento desarrollado para efectuar observaciones en el infrarrojo cercano que cuenta con un detector HAWAII que está equipado con un detector de 1024×1024 píxeles. La óptica compuesta por un colimador y un reductor focal de Selenuro de Zinc (ZnSe) y Sulfuro de Zinc (ZnS), juntos proveen una escala de placa de 0.32 arco segundos por píxel y un campo de visión aproximado de $5.5' \times 5.5'$ minutos de arco cuadrados. Las características del detector se muestran en la Tabla 3.1 [18].

CARACTERÍSTICA	VALOR
Detector	1024×1024 <i>pixeles</i>
Material del detector	HgCdTe
Rango espectral (λ)	0.85 – 2.40 μm
Escala de placa	0.32 arcsec/pixel
Tamaño del pixel	18.5 μm /pixel
Tamaño del campo de visión	5.5×5.5 <i>arcmin</i> ²
Temperatura de operación	77 K
Ruido de lectura	~ 15 e ⁻ /pixel
CARACTERÍSTICA	VALOR
Ganancia	5.8 e ⁻ /ADU (Analogic-to-Digital Units)
Corriente oscura	5 e ⁻ /seg (segundo)
Capacidad total	17000 ADU
Linealidad (4%)	8000 ADU
Eficiencia cuántica promedio	76% (para el 99.5% de los pixeles)
Tiempo mínimo de integración	0.1 seg con obturador. 1seg (staring mode)
Tiempo máximo de integración	1 hora (no recomendado)
Tiempo de lectura (full frame)	1 segundo

Tabla 3.1: Especificaciones técnicas de CANICA [18].

La temperatura de operación es de 77 K y para mantener la temperatura de operación todos los componentes ópticos, mecánicos y electrónicos de CANICA están encerrados en un envase criogénico que cuenta con un tanque de 8.5 litros que se rellena con nitrógeno líquido aproximadamente cada 12 horas [18].

3.3. POLICAN

POLICAN es un polarímetro diseñado para medir polarización lineal. Fue construido especialmente para operar junto con CANICA con el objetivo de medir la polarización de diversas fuentes astronómicas, como regiones de formación estelar, nebulosas pre-planetarias, etc.

Los componentes ópticos de POLICAN son un polarizador lineal de rejilla con 4000 líneas/mm que tiene una dimensión de 71mm de diámetro y una placa de media onda de 50mm de diámetro, los cuales están montados en el telescopio OAGH justo antes de CANICA como se muestra en la Figura 3.2 [18].

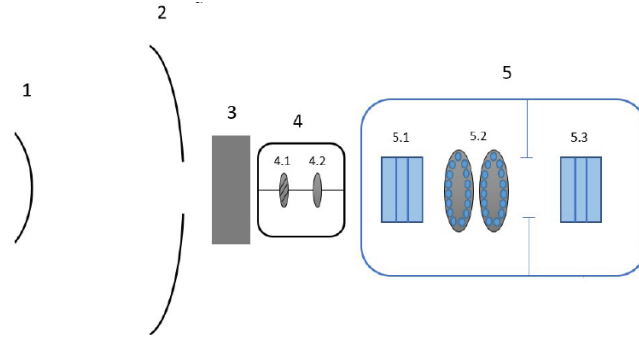


Figura 3.2: Diagrama del telescopio: 1. Espejo secundario, 2. Espejo primario, 3. Adaptador, 4. POLICAN, 4.1. Placa de media onda, 4.2. Polarizador. 5. CANICA, 5.1. Colimador, 5.2. Ruedas de filtros, 5.3. Reductor focal [18].

3.4. Metodología de Observación

Para obtener los datos presentados en este trabajo se realizaron dos temporadas de observación, la primera del 8 al 12 de diciembre del 2021, y la segunda fue del 2 al 6 de enero de 2022. El control del telescopio se realizó de manera remota por medio del Software Anydesk, desde el cual se realizó una conexión a la computadora de control del telescopio en OAGH que permitió el uso del software de control del telescopio, IRAF y DS9, los cuales fueron utilizados a lo largo de toda la observación. Así mismo se contó con apoyo del personal técnico del observatorio quienes se encargaron de los pasos en el método de observación que requerían del manejo en persona de los instrumentos.

3.4.1. Preparación del telescopio

Antes de iniciar con la observación se debe ajustar el foco del telescopio para obtener la mayor nitidez posible en las imágenes del objeto de estudio. El foco del telescopio también debe ser inspeccionado de forma periódica a lo largo de la noche, pues es posible que se desajuste con a los movimientos que sufre la estructura que sostiene el espejo secundario al expandirse o contraerse por el cambio de la temperatura ambiente a lo largo de la observación.

Tras haber ajustado el foco se debe corroborar cual es el posicionamiento de la rueda de filtros y la placa de media onda utilizando el panel de control del OAGH. La configuración de la rueda de filtros puede variar dependiendo de la banda que se quiera estudiar y en el caso de las bandas H y K, las posiciones correspondientes son Rueda 1: 15, Rueda 2: 2 y Rueda 1: 15, Rueda 2: 3 respectivamente como se aprecia en la Tabla 3.2. La placa de media onda siempre debe estar colocada en la posición de 0° pues es suposición inicial [18].

POSICIÓN	RUEDA 1 $\lambda/\delta\lambda$	NOMBRE DEL FILTRO	RUEDA 2 $\lambda/\delta\lambda$	NOMBRE DEL FILTRO
1	DARK	DARK	1.246/0.163	J
2	2.248/0.036	H2, 2-1	1.633/0.296	H
3	2.178/0.025	H2, 1-0 z	2.119/0.351	K'
4	1.316/0.020	Pa Beta z	1.572/0.02	H-cont
5	1.283/0.021	Pa Beta	1.641/0.03	Fell
6	Vacío	Vacío	1.688/0.017	Fell z
7	1.026/0.049	Z	2.059/0.030	He_1B(Hell)
8	1.077/0.019	He1_A	2.189/0.032	He_1C(Hell)
9	1.096/0.017	Pa Gam	2.269/0.030	K-cont
10	Vacío	Vacío	2.168/0.030	Br Gam
11	Vacío	Vacío	2.224/0.024	Br Gam z
12	2.107/0.033	He2 1-0	1.198/0.009	J-cont
13	Vacío	Vacío	2.294/0.034	CO 2-0
14	HK notch	HK notch	2.308/0.025	H2, 2-1 z
15	Vacío	Vacío	Vacío	Vacío

Tabla 3.2: Rueda de Filtros [18]

Finalmente se tiene que orientar el telescopio en las coordenadas del objeto de estudio, introducir el nombre del objeto en el rubro que le corresponde y determinar un nombre para las imágenes de prueba que se realizan para asegurarse de que el objeto se encuentra en una posición favorable para su observación y que serán borradas una vez se termine de posicionar el telescopio.

3.4.2. Observación

Teniendo al objeto en posición y preparado, se debe determinar el nombre que tendrán las imágenes resultantes del objeto, preferiblemente haciendo referencia al nombre de este, el filtro utilizado y el número de observación que le corresponde durante esa noche. Seguido a esto hay que obtener una imagen de entrenamiento de forma manual desde el panel de control para asegurarse de que el tiempo de exposición no sature los detectores del telescopio. Lo anterior se verifica desde el software DS9 colocando el cursor sobre las áreas de mayor intensidad y contando el número de cuentas en los píxeles alrededor de estas zonas y se modifica el tiempo de exposición del telescopio y se repite la imagen de entrenamiento hasta que el número de cuentas de estos píxeles se encuentre dentro del rango del telescopio (6000-8000 cuentas).

Con la imagen de entrenamiento lista se carga el script, un archivo .xml que contiene las instrucciones que realizará el telescopio durante su rutina, y el cual puede variar dependiendo de la técnica de observación que se quiera realizar. Una posibilidad es la técnica de Dithering, que consiste en mantener el telescopio fijo, exponer en los 4 ángulos de polarización y cambiar la siguiente posición del telescopio moviéndolo de 20 a 30 segundos de arco en un patrón de cuadrado o bien de izquierda a derecha y repetir hasta un máximo de 15 veces procurando evitar el traslape al moverse de posición y cuidando que el objeto siempre quede dentro del mismo cuadrante puesto que cada cuadrante es un detector diferente y cada uno tiene su electrónica y errores. La segunda posibilidad es la técnica de ON/OFF, en la cual se hace una exposición a la fuente de interés (ON), seguida de una observación a 5 minutos de arco de la fuente en cualquier dirección (OFF) para asegurar que no se tenga emisión de la fuente con el fin de poder observar la variación del cielo en el transcurso de las exposiciones [18].

3.4.3. Final de la observación

Cuando telescopio termina su rutina se repiten los mismos pasos con el siguiente objeto de la lista de observación o bien se toman las imágenes de corriente en oscuro (DARKS) o las imágenes de campo plano (FLATS) según corresponda.

Los DARK son sets de 10 imágenes tomadas con el obturador cerrado al final de cada noche y se toma un set de DARKS por cada tiempo de exposición utilizado en los objetos observados. El detector HAWAII de CANICA se tiene que alimentar electrónicamente con un voltaje y cuando éste fluctúa por interferencia o píxeles dañados, da lugar a que haya defectos en las imágenes, estos defectos se minimizan enfriando el detector con nitrógeno líquido y se corrigen con el uso de los DARKS durante la reducción de datos [18].

Los FLATS son dos sets de 4 imágenes, correspondiendo cada imagen a cada ángulo de polarización, que se toman para cada filtro utilizado durante la jornada de observación. Estas imágenes se toman con el telescopio orientado perpendicular a la pantalla dentro domo del observatorio la cual es iluminada con una lámpara para uno de los sets (FLAT ON) mientras que el otro se toma a oscuras (FLAT OFF). La iluminación del detector no es constante, lo genera una variación en la respuesta de un píxel a otro, pero estas variaciones se corrigen con un proceso llamado flat fielding, que consiste en tomar imágenes de un plano iluminado (FLAT ON) al 50 % de saturación promedio de los píxeles y otras sin luz (FLAT OFF) para poder calcular la diferencia entre éstas durante la reducción de datos [18].

3.5. Reducción de datos

3.5.1. Defectos de imagen

Los resultados obtenidos tras la observación son imágenes en formato .fits que cuentan con defectos tanto instrumentales como atmosféricos, así que para extraer de forma precisa la información polarimétrica, se debe pasar a las imágenes por un proceso en el cual estos defectos sean eliminados o minimizados lo más que se pueda. Algunos de los fenómenos que introducen defectos en las imágenes tomadas por el telescopio son los siguientes:

Emisión atmosférica

La atmósfera absorbe y dispersa la radiación electromagnética que incide en ella y bajo ciertas condiciones la atmósfera también emite radiación. Debido a la temperatura del vapor de agua, la atmósfera también emite radiación de cuerpo negro, pero con un factor de emisividad que depende de la opacidad de la atmósfera a cierta longitud de onda, por lo que las longitudes de onda donde la atmósfera es semi transparente como el visible e infrarrojo también resultan ser aquellas con mayor emisión térmica [7].

Turbulencia.

La atmósfera perturba las ondas que pasan a través de esta por medio de las turbulencias en el movimiento del aire lo cual limita la habilidad del telescopio para llegar a su mejor resolución angular. Debido a la distorsión ocasionada por los rápidos cambios que sufren las ondas de luz al pasar por la atmósfera, los objetos observados tienen un diámetro mayor del que habría sin esta degradación, la cual también es conocida como *seeing* y la calidad de la imagen obtenida en un telescopio estará directamente relacionada con las perturbaciones aleatorias que haya sufrido el frente de onda de la luz captada [7].

Corriente oscura

Debido a los movimientos Brownianos aleatorios que tienen los átomos de los foto-detectores a temperatura ambiente, estos pueden liberar suficiente energía como para dar lugar a un flujo continuo de pares de electrones en la ausencia de luz [7]. A este fenómeno se le conoce como corriente oscura y es capaz de saturar los detectores si no se disminuye, lo cual se logra enfriando el detector con nitrógeno líquido y se corrigen los errores con el uso de las imágenes DARK durante la reducción de datos [7].

Variación píxel a píxel

Cuando el detector comienza a acumular carga durante la exposición puede haber problemas cuando los fotodetectores están virtualmente vacíos, casi llenos o cuando un píxel es defectuoso, pues conforme el detector se va llenando de carga estos errores pueden distorsionar el potencial eléctrico que se aplica al reloj de voltaje que controla el vaciado del detector por lo que la calidad de la imagen se degrada. Más aún cuando los detectores se llenan por completo se considera que estos están saturados, por lo que nada los detiene de esparcir este sobrante de carga en los píxeles adyacentes [7]. Esto se intenta reducir utilizando tiempos de exposición adecuados para que los fotodetectores no se saturen y se corrigen los errores con el uso de las imágenes FLAT durante la reducción de datos.

Ruido de lectura

La lectura de los datos en los píxeles del detector funciona por medio de un flujo de "paquetes" de cargas proporcionales a la cantidad de luz que incidió en ese píxel que son entregados a un transistor que causa un cambio de voltaje que permite la transformación de datos analógicos a digitales [7]. Durante este proceso puede haber fluctuaciones en el número de electrones que conforman los paquetes de carga, los errores producidos por esto se corrigen en la sincronización de hardware de control de CANICA.

Región de linealidad del detector

El detector cuenta electrones cuyo número depende del tiempo de exposición o integración, pero hay una región en la que el conteo durante el tiempo de integración se comporta de forma lineal. Esta región se mide en cada detector y no hay que rebasarla para evitar una mala conversión a número de fotones [18].

Aberraciones

Todo sistema óptico cuenta con aberraciones que deben ser minimizadas. Para el caso de CANICA, el espejo primario sufre de una deformación mecánica que ocasiona que, durante la observación, los objetos puntuales fuera del área central de $4 \times 4 \text{ arcmin}^2$ se vean como 3 puntos en lugar de solo uno. Este defecto se ha intentado corregir por medio de 3 bolsas hidráulicas que le den soporte al espejo [18].

Perfil de la estrella

En Cananea el telescopio se encuentra limitado por un seeing del orden de 1", por lo que se debe intentar hacer el mejor foco posible en cada oportunidad que se tenga, puesto que los cambios de posición del telescopio y los cambios de temperatura ocasionan una pérdida de foco [18].

Emisión térmica de los instrumentos

Para la temperatura de 300K promedio del medio ambiente, la emisión térmica de los materiales con los que están contruidos CANICA y el telescopio no son despreciables. La banda K' (2.2 micras) es fuertemente limitada en tiempo de integración por esta misma razón, de manera que los tiempos de integración pueden ser de máximo 5 o 10 segundos para no saturar con ruido las imágenes [18].

Polarización instrumental

Los factores de diseño y la configuración de un sistema óptico pueden introducir polarización instrumental que necesita ser removida para recuperar la polarización real de un objeto. Como los elementos polarizadores de POLICAN están localizados delante de CANICA, la única contribución para la polarización instrumental deberían ser los espejos del telescopio, los cuales aportan una polarización instrumental promedio del 0.51 % [19].

3.5.2. Proceso de reducción de datos

Para la reducción de datos se utilizó el software IRAF (Image Reduction and Analysis Facility), un sistema de software diseñado para la reducción y análisis de datos astronómicos, el cual trabaja en conjunto con SAOImageDS9, el cual es un programa que permite mapear las imágenes en formato .fits a la pantalla de un ordenador para su visualización.

La reducción de datos consistió en tres etapas: la creación de un máster FLAT, la creación de un máster DARK y la eliminación de los errores al aplicar las correcciones de los dos anteriores a las imágenes que se tomaron del objeto. Esto debe resultar en una imagen final para cada uno de los 4 grados de polarización llamadas Másteres de intensidad, a las cuales se les hace la astrometría correspondiente y así cuenten con las coordenadas correctas para poder ser comparadas con otras imágenes del objeto durante la etapa de análisis. Una descripción detallada sobre los pasos a seguir para realizar la reducción de datos y la astrometría puede ser encontrada en el apéndice C de este documento.

3.5.3. Obtención del grado y ángulo de polarización

Los másteres de intensidad de los 4 ángulos de polarización de nuestro objeto van a tener la información necesaria para poder calcular cuales son los parámetros de polarización Q y U, los cuales nos servirán para calcular el ángulo y grado de polarización por medio de los cálculos mostrados en la Sección 1.2.3 y 1.2.4. Estos cálculos serán realizados por medio de un programa en Python desarrollado por el INAOE, en el cual se proporcionan los 4 masters de intensidad, se determina un binning a utilizar, la cantidad de píxeles que se utilizará en la integración de los datos y si se quiere hacer el cálculo para la imagen completa o centrarse en una estrella específica.

Con lo anterior el programa generará el mapa del parámetro U y el mapa del parámetro Q, con los cuales podrá calcular el grado y ángulo de polarización de la región, los cuales permitirán generar un mapa de vectores de polarización y un mapa del grado de polarización.

Capítulo 4

Análisis de datos

4.1. Parámetros de Stokes I, Q y U

El mapa de intensidad de polarización lineal de la banda H (Figura 4.1), nos muestra que el máximo de ésta se alcanza en el centro de la nebulosa, donde se encuentra la estrella central y posteriormente esta intensidad disminuye de la misma forma a lo largo de los lóbulos de la nebulosa. Los mapas de intensidad polarizada en la banda K' muestra las mismas tendencias que el de la banda H, con la excepción de que solamente las secciones alrededor del objeto central son distinguibles, pues los lóbulos de materia al norte y al sur solo se perciben de forma parcial.

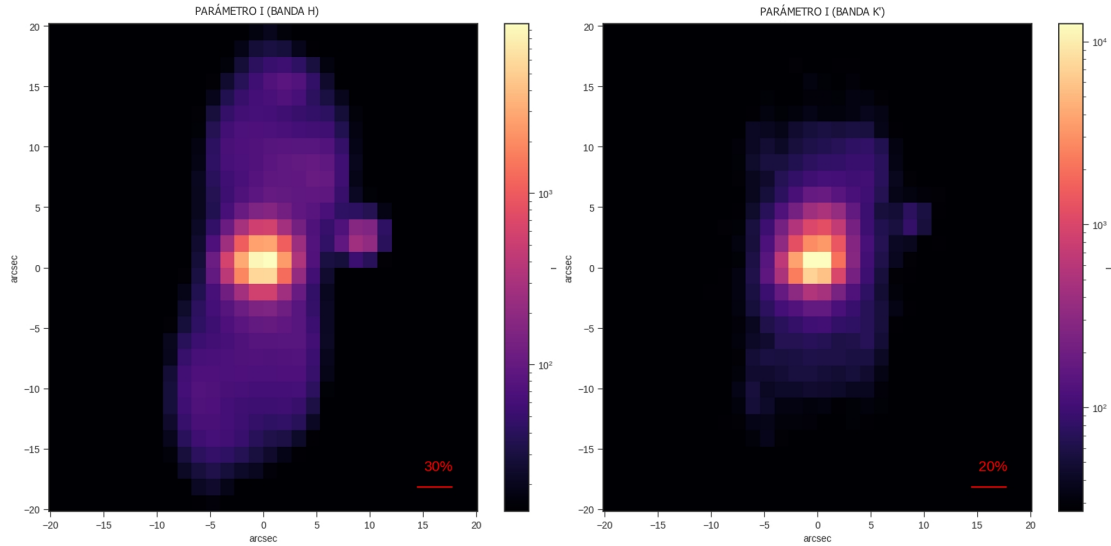


Figura 4.1: Mapas del parámetro de Stokes I en las bandas H y K'.

Los mapas del parámetro Q (Figura 4.2) en la banda H muestran valores mayores a cero solamente a los costados izquierdo (A. R. ≈ -8 arcsec, Dec ≈ -2 arcsec) y derecho (A. R. ≈ 8 arcsec, Dec ≈ 5 arcsec) del centro del objeto, mientras que las regiones de valor cero y cercano a cero se encuentran alrededor de las zonas con valores positivos y el centro de la región. Las regiones con valores negativos se encuentran en el resto de los lóbulos, con los valores menores alrededor de dos regiones al noroeste (A. R. ≈ -4 arcsec, Dec ≈ 9 arcsec), y al sureste (A. R. ≈ 7

arcsec, Dec ≈ -11 arcsec) de la región central. Esto nos indica que la polarización que se genera en los lóbulos tiene una tendencia a la polarización lineal vertical, mientras que los costados con valores positivos tienen una tendencia a la polarización lineal horizontal.

En el mapa de la banda K' se puede notar que el cambio entre valores positivos y negativos deja de ser gradual como en H, pero mostrando de todos modos que los valores negativos son los predominantes en la región. Finalmente, algo que se puede detectar en ambas bandas es que los valores al centro del objeto muestran valores cercanos a 0, el cual está asociado a la luz polarizada elípticamente a $\pm 45^\circ$, circularmente o no polarizada.

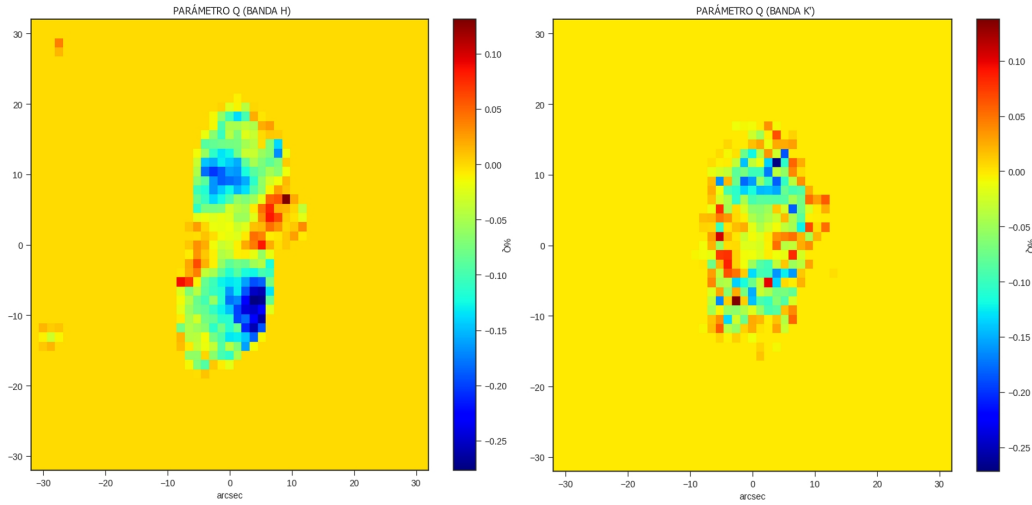


Figura 4.2: Mapas del parámetro de Stokes Q en las bandas H y K'.

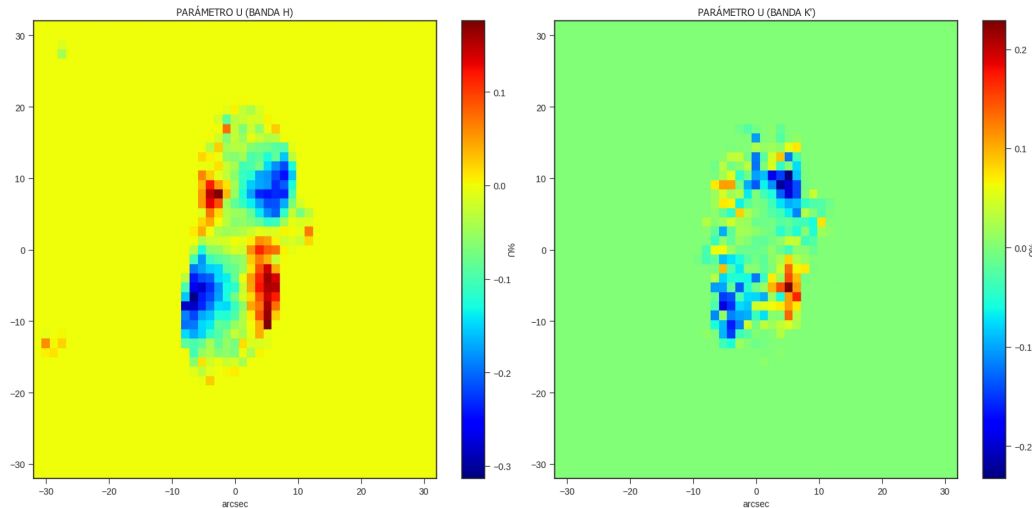


Figura 4.3: Mapas del parámetro de Stokes U en las bandas H y K'.

Los mapas del parámetro U (Figura 4.3) en la banda H muestran valores mayores a cero solamente en dos regiones, una al noroeste de la región central (A. R. ≈ -4 arcsec, Dec ≈ -7 arcsec) y otra al sureste de la región central (A. R. ≈ 6 arcsec, Dec ≈ -5 arcsec), mientras que las regiones de valor cero y cercano a cero se encuentran alrededor de las zonas con valores positivos y en el centro de la región. Las regiones con valores negativos constituyen el resto de la nebulosa, teniendo, contando con los menores valores en dos regiones, una al suroeste de la región central (A. R. ≈ -8 arcsec, Dec ≈ -7 arcsec) y otra al noreste de la región central (A. R. ≈ 6 arcsec, Dec ≈ -5 arcsec). Esto nos indica que la polarización que se genera al suroeste y noreste de los lóbulos tiende a estar orientada a -45° , mientras que la polarización en las zonas con valores positivos tiende a estar orientada a $+45$ grados.

En los mapas de la banda K' se puede notar el mismo patrón que en H, siendo los valores negativos los dominantes contando con los valores menores en las regiones al suroeste y noreste de la región central y los valores positivos ubicados principalmente al sureste de la región central y una concentración menor de estos valores en el noroeste de la región central.

4.2. Mapas de Polarización

Las imágenes finales para cada banda observada, consisten en un mapa de grado de polarización lineal, un mapa de ángulo de polarización y un mapa de intensidad de polarización lineal con vectores de polarización sobrepuestos que representan el grado y ángulo de polarización por medio de su longitud e inclinación respectivamente; en éste último mapa también se tienen contornos sobrepuestos al mapa para tener una mayor facilidad al identificar las regiones con mayor o menor grado de polarización (Figura 4.4).

Las imágenes se realizaron con un binning de 4, esto quiere decir que cada cuadro en los mapas representa un píxel conjunto formado por 4 píxeles individuales del detector. Además de esto se utilizó un clipping de 3 sigma para evitar que pixeles con errores demasiado altos fueran considerados como parte del mapa final.

4.2.1. Polarización de la banda H

En el mapa de polarización lineal de la banda H (Figura 4.4) podemos ver que la polarización permanece dentro de los confines de intensidad de la nebulosa (Denotados con mayor detalle por el primer contorno en la Figura 4.5) sin mostrar algún rastro que indique la existencia de una envolvente extendida. El grado de polarización en esta banda llega al 30 %, lo cual es alto en comparación con valores encontrados por Gledhill (2001) en otras PPNe. Así mismo los vectores de polarización forman un patrón circunsimétrico que cuenta con simetría axisimétrica respecto al eje que separa los dos lóbulos de la nebulosa.

Los contornos en este mapa nos ayudan a observar a la distribución de la polarización en la región y también nos dan información sobre la estructura de la nebulosa. Una de las características notables es la sección no polarizada que se encuentra en región central que a su vez está rodeada por un área con polarización baja. La zona con menor polarización después de ésta se encuentra en los extremos de la nebulosa, lugar al que corresponderían las ansae. El área con mayor grado de polarización se encuentra en las zonas centrales de los lóbulos, siendo estas las zonas encerradas por el contorno del 10 %, contando con picos de polarización en el lóbulo sur, lo cual podría ser un indicador de la existencia de caparazones de polvo alrededor de estos picos. Al este de la región (A.R. ≈ 9 arcsec, Dec ≈ 3 arcsec) se puede distinguir una pequeña zona polarizada que es causada por una estrella de fondo, por lo cual no es considerada para la discusión de nuestro objeto.

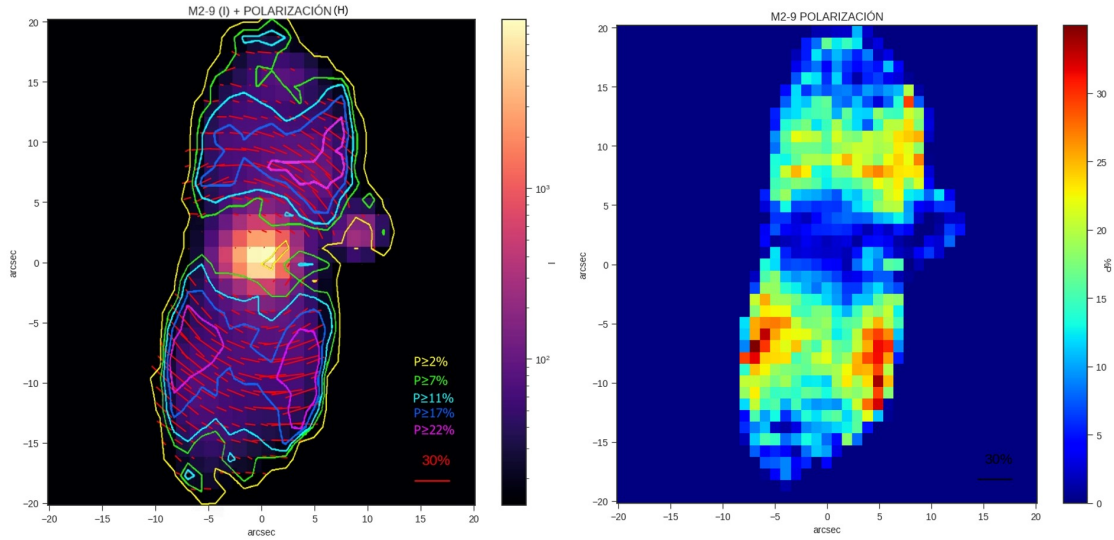


Figura 4.4: Izquierda: Vectores de polarización lineal sobrepuestos en un mapa de intensidad de polarización lineal de M2-9 en banda H con contornos sobrepuestos para los grados de polarización indicados. Derecha: Mapa de grado de polarización lineal de M2-9 en banda H.

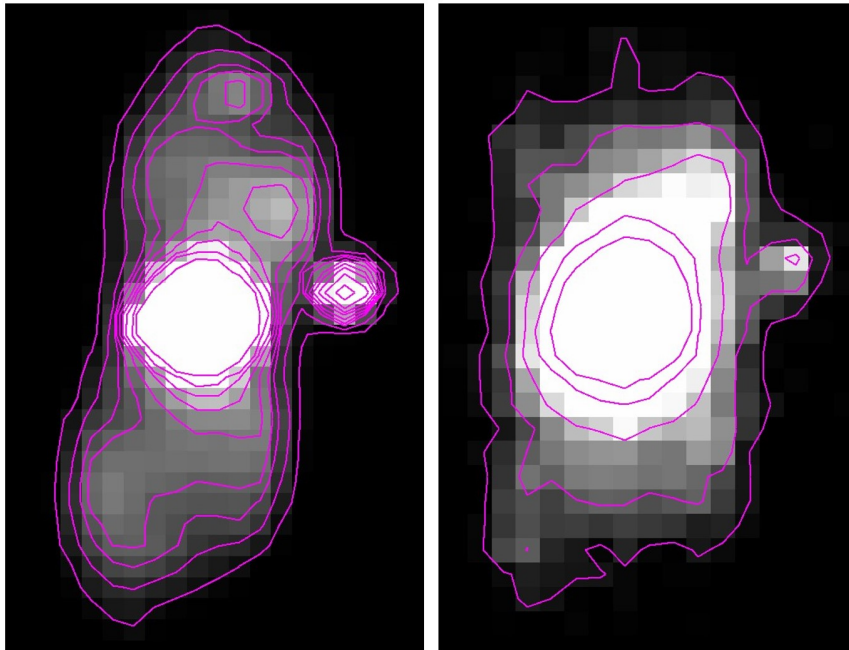


Figura 4.5: Izquierda: Mapas de contorno de intensidad lineal polarizada en H con 9 niveles en: 20, 35, 50, 60, 75, 93, 115, 150 y 240 Unidades Analógico-Digitales (ADU, por sus siglas en inglés). Derecha: Mapas de contorno de intensidad lineal polarizada en K' con 6 niveles en: 10, 30, 50, 80, 150 y 290 ADU.

4.2.2. Polarización de la banda K'

Los mapas de polarización lineal de la banda K' (Figura 4.6) muestran que tal como sucede en la banda H, la polarización no se extiende más allá de los confines de la nebulosa. Para esta banda se sigue observando un alto grado de polarización, aunque no tan alto como el de la banda H, llegando solamente al 20%. La orientación de los vectores de polarización sigue un patrón similar al de la banda H asemejándose más a uno circunsimétrico pero con una clara desviación de éste en algunos de los ángulos de polarización, lo cual se puede atribuir a que por la profundidad óptica de la banda se está observando una región más profunda en la nube de polvo con una estructura distinta, alternatively esto podría deberse a que en esta longitud de onda hay otros procesos que contribuyen a los patrones de polarización observados o bien a que la banda K' es mucho más ruidosa que la banda H debido a la emisión atmosférica.

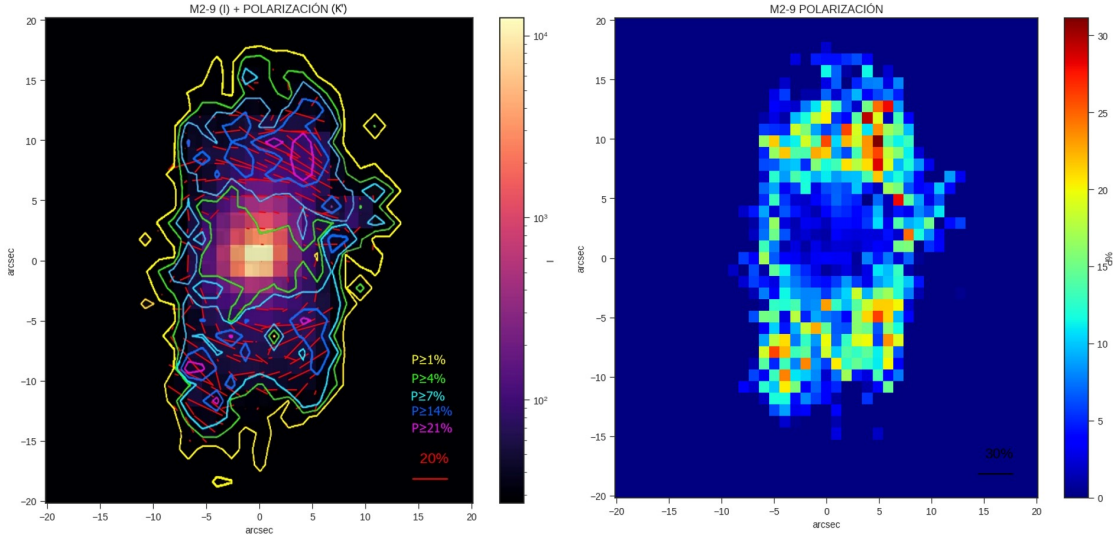


Figura 4.6: Izquierda: Vectores de polarización lineal sobrepuestos en un mapa de intensidad de polarización lineal de M2-9 en banda K' con contornos sobrepuestos para los grados de polarización indicados. Derecha: Mapa de grado de polarización lineal de M2-9 en banda K'

Con ayuda de los contornos de grado de polarización podemos observar ciertas tendencias en éste que no se pueden distinguir solamente con los vectores. Lo primero que podemos observar es que se tiene una distribución de polarización similar a la observada en la banda H, contando con una región no polarizada en el centro de la nebulosa rodeada por áreas con bajos grados de polarización. Además de esto se sigue teniendo la mayor concentración de grado de polarización en los lóbulos, distinguiéndose por los contornos del 8% y dentro de los cuales también podemos observar regiones donde la polarización alcanza valores por encima del 17%, sin embargo, estos no cuentan con una distribución tan uniforme como en la banda H.

Debido a que en la distribución del grado de polarización de ambas bandas se puede observar la existencia de una región central no polarizada mientras que el resto de polarización se encuentra en los lóbulos, podemos considerar que M2-9 se encontraría en la categoría de nebulosas bipolares en los modelos morfológicos de Gledhill.

Por otra parte, el salto de grado de polarización del 30 % en H al 20 % en K', concuerda con los resultados observados en algunas nebulosas del estudio de Gledhill, en los cuales existía una disminución con un factor de 2 en el grado de polarización entre la banda J y K en algunas de sus nebulosas bipolares, dejando lugar a un valor intermedio para la banda H. Sin embargo, para poder afirmar algo al respecto se tendrían que realizar estudios de la banda J y verificar que la polarización encontrada en esta banda efectivamente aumenta en un factor de 2 con respecto a lo encontrado en la banda K, lo cual podría ser una posibilidad considerando los valores de polarización del 60 % obtenidos en estudios externos para la banda óptica.

4.2.3. Mecanismos de polarización involucrados

Para determinar cuál es el mecanismo de polarización que se encuentra detrás de los patrones observados en los mapas se estudiará cada uno de los posibles candidatos y se determinará si es posible que dichos mecanismos sean los que generan la polarización observada.

Comenzando por el mecanismo de reflexión, si este fuera el responsable de la polarización observada, esto implicaría que la luz de la estrella está incidiendo sobre una superficie y siendo redirigida hacia nuestra dirección sin cambiar su longitud de onda en el proceso, pues ésta no es capaz de cambiar cuando la luz es reflejada. Como no hay una superficie sobre la cual la reflexión pueda llevarse a cabo y la temperatura de la estrella es demasiado alta como para que su pico de emisión se encuentre en el infrarrojo podemos descartar este mecanismo como una posibilidad.

Si suponemos que la polarización está siendo originada por medio del dicroísmo, esto nos diría que los granos de polvo presentes en la nebulosa además de tener una forma alargada tendrían que estar ordenados con un eje preferencial, lo cual sería posible en caso de que la nebulosa estuviera bajo los efectos de un campo magnético que fuese lo suficientemente fuerte como para alinear los granos de polvo. Esto haría que el CSE se comportara de forma similar a la de un polarizador de rejilla que absorbería una de las componentes del campo eléctrico de la luz que pasa a través de éste, dejando pasar solamente a la componente perpendicular a la alineación del polvo lo cual tendría que formar un ángulo de polarización uniforme en los vectores de polarización observados que se manifestaría en los mapas como un patrón lineal, así como bajos niveles de polarización [8]. En vista de que lo anterior no se puede observar en ninguno de los dos mapas obtenidos podemos descartar que la polarización esté siendo generada por el dicroísmo.

Ahora, suponiendo que el mecanismo de polarización es la birrefringencia, esto nos diría que los granos de polvo tendrían que ser transparentes y anisotrópicos, pero si bien cabe la posibilidad de que el CSE haya sido enriquecido con el polvo y moléculas que surgen con una abundancia de carbono, los cuales pueden llegar a ser anisótropos, aun así se necesitaría que estos granos de polvo fueran cristalinos y transparentes para que la luz pueda, pasar a través de estos para ser refractados y rerradiados, sin contar además que la mayoría del material dentro del CSE va a consistir de moléculas y polvo compuesto por el hidrógeno y helio que se encuentra en las capas que expulsa la estrella AGB al finalizar ésa fase de su evolución. En vista de lo anterior la birrefringencia también se puede descartar como un posible mecanismo de polarización para la región.

Esto nos deja solamente con el mecanismo de dispersión como el mejor candidato para explicar los resultados observados. Sin embargo, dentro de este mecanismo puede haber dos posibilidades, la dispersión simple y la dispersión múltiple. La dispersión simple implicaría que la luz de la estrella es dispersada por un CSE ópticamente delgado lo cual ocasionaría la formación de un patrón centrosimétrico y altos grados de polarización [8]. Por su parte, la dispersión múltiple ocurre cuando un CSE no está siendo iluminado de forma directa por la estrella, en lugar de esto es iluminada por luz que ya ha sido dispersada previamente por material existente entre el CSE y la estrella, lo cual se mostraría por medio de bajos grados de polarización y un patrón lineal en

los vectores de polarización e indicaría que el CSE es ópticamente medio [8].

Por lo anterior, vemos que el mecanismo que mejor explica los patrones observados en nuestros mapas se trata de la polarización por dispersión simple causada por un CSE de polvo ópticamente delgado.

4.3. Comparación con la banda óptica.

Para realizar la comparación con los datos obtenidos y la imagen en óptico se cambió el mapa de intensidad de polarización lineal de las Figuras 4.1 y 4.2 por la imagen del Hubble, llegando así a los mapas de la Figura 4.7. En estos mapas podemos ver que los patrones descritos para la banda H en la sección 4.2.1, muestran una ausencia de polarización en la región cercana al objeto central de la nebulosa, mientras que la mayor polarización se encuentra en el área que les corresponde a los bulbos al norte y sur de la misma, las regiones en los extremos norte y sur no muestran polarización. En la banda K' se puede ver que la polarización se genera principalmente en los bulbos norte y sur, mientras que el centro y los extremos de los lóbulos de la nebulosa no están polarizados, con la excepción del contorno de la región central.

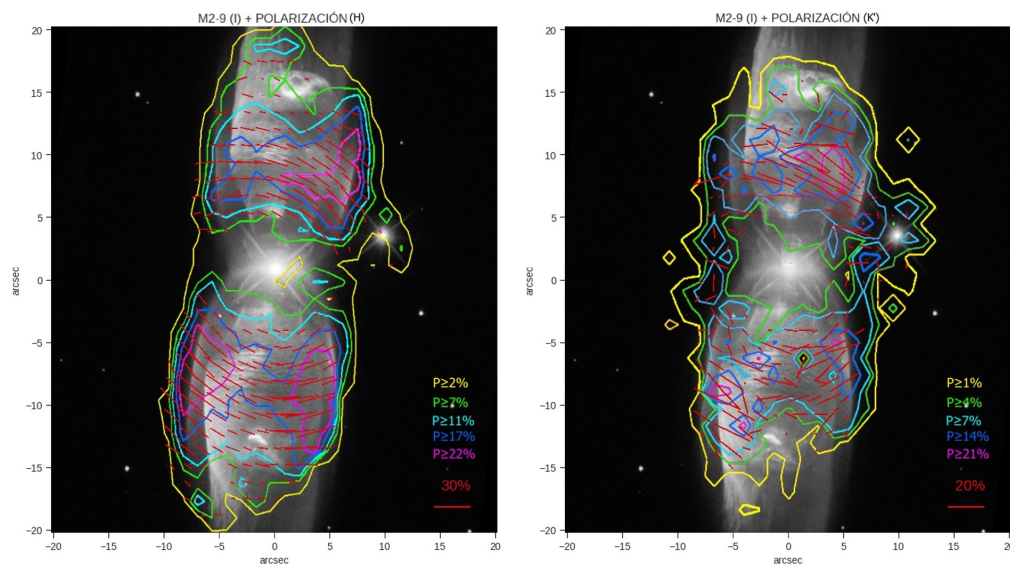


Figura 4.7: Izquierda: Vectores de polarización lineal y contornos en banda H mostrados en la Figura 4.4 (Izquierda), sobrepuestos en la imagen de PN M2-9 obtenidas por el Hubble. Derecha: Vectores de polarización lineal y contornos en banda K' mostrados en la Figura 4.6 (Izquierda), sobrepuestos en la imagen de PN M2-9 obtenidas por el Hubble..

Como se mencionó durante el análisis de los posibles mecanismos de polarización, tanto los patrones en los ángulos de polarización, así como los grados de polarización observados, pueden ser explicados por medio de una envolvente ópticamente delgada. Sin embargo, esto sería la morfología más sencilla posible para este tipo de objetos, por lo que aún es posible que exista una estructura en el CSE mucho más compleja que el modelo sencillo propuesto por Gledhill que de una mejor explicación a los patrones observados.

La morfología propuesta por Clyne [15], considera que la nebulosa está compuesta por cinco componentes individuales: una componente bipolar interna con los extremos cerrados (bulbo), un caparazón circundante (alas), una componente bipolar externa (cáscara neutra), y dos toroides (anillo toroidal interno 1 y anillo toroidal externo 2). Suponiendo que esta morfología es la que genera la polarización observada, la ausencia de polarización en las regiones centrales se le podría atribuir a la presencia de los anillos toroidales, los cuales podrían estar absorbiendo por completo la luz de esa sección al estar formados por grandes concentraciones de polvo muy denso. Esto significaría que la luz con mayor grado de polarización estaría siendo dispersada por los bulbos internos de la nebulosa y la cáscara neutra, cuyas regiones coinciden con los contornos con mayores valores de polarización, y que estarían formadas por polvo más disperso y alejado de la nebulosa, mientras que las alas no aportarían a la polarización observada, posiblemente debido a la baja densidad del polvo en estas y a la distancia que existe entre las misas y el objeto central. Finalizando con las ansae, las cuales parecen tener bajos grados de polarización en las regiones al norte y sur de estas.

Para poder corroborar si lo anterior es cierto se podría realizar una copia del modelo realizado en SHAPE por Clyde (2015) con un software capaz de simular sistemas astronómicos que incluyan polvo, darle las propiedades adecuadas distribución de densidad de polvo y finalmente analizar las propiedades polimétricas de estas simulaciones para compararlas con los resultados obtenidos y ver si dichas simulaciones son capaces de recrear los patrones y grados de polarización observados con la morfología propuesta.

Modelos con las características previamente mencionadas podrían realizarse utilizando el software SKIRT, el cual está especializado en el diseño y simulación de sistemas estelares con polvo, cuenta con la capacidad de darle características físicas al polvo y también es capaz de simular las propiedades polarimétricas de los sistemas diseñados dentro de éste. Sin embargo, dada la complejidad del mismo, estas simulaciones se encuentran fuera de los objetivos del presente trabajo.

Conclusiones y trabajo a futuro

Tras haber realizado el proceso de observación, reducción de datos y análisis de los resultados de la nebulosa PN M2-9 podemos llegar a las siguientes conclusiones:

1. Las observaciones realizadas en el OAGH resultaron en imágenes de PN M2-9 en las bandas H ($1.63\mu m$) y K' ($2.12\mu m$) del NIR, que, tras su respectiva reducción de datos, fueron utilizadas para obtener los parámetros I, Q y U de Stokes (Figuras 4.1, 4.2 y 4.3), así como el grado y ángulo de polarización de la región en cada banda (Figuras 4.4 y 4.6). El análisis de estos datos dejó en claro que, si bien la polarimetría es una técnica compleja, también es capaz de revelar información distinta a otros estudios como pueden ser la espectroscopía o la fotometría, ya que se obtuvo información sobre la estructura interna de la CSE de la nebulosa y la profundidad óptica del polvo que la conforma.
2. La tendencia circunsimétrica del ángulo de polarización en la región tanto en la banda H (Figura 4.4) como K' (Figura 4.6), sugiere que el mecanismo de polarización que genera los resultados observados es el de la dispersión simple. Esto a su vez, basado en el trabajo de Gledhill, sugiere que la CSE alrededor de M2-9 está formada por polvo ópticamente delgado, que es capaz de explicar tanto los altos grados de polarización como el patrón circunsimétrico que forman los vectores de polarización en ambas bandas.
3. No es posible determinar una causa concreta de la diferencia del grado de polarización existente entre la banda H (30 %) y K' (20 %), sin embargo, se observa que el cambio entre éstas parece estar conforme a lo esperado según Gledhill.
4. La superposición de los mapas de grado de polarización en la imagen de PN M2-9 obtenida por el telescopio Hubble (Figura 4.7), revelan que la estructura de la CSE de la nebulosa concuerda morfológicamente con el modelo de cinco componentes propuesto por Clyne. Este modelo además de dar información acerca de las distancias entre las componentes también cuenta con estimaciones de las edades cinemáticas para cada una de estas, por lo que en caso de poder demostrarse que el modelo funciona para explicar la morfología y polarización de la nebulosa, también nos ayudaría a poder estimar otros datos como la edad y tamaño de sus componentes, aportando esto a la discusión actual que se tiene sobre este tipo de objetos y su relación con las etapas evolutivas de las estrellas de baja masa.

Como trabajo a futuro se espera poder hacer más observaciones del objeto en telescopios de mayor tamaño con el objetivo de contar con una mejor resolución espacial en las imágenes, lo cual ayudará a obtener mejores resultados y facilitará el estudio de la estructura interna del CSE.

Además de las observaciones con mejor instrumentación, también se espera poder realizar observaciones en bandas ópticas y la banda J del NIR, pues los datos polarimétricos de estas nos pueden ayudar a comprender mejor cuales son los efectos de la profundidad óptica involucrados en la polarización observada y saber si se le puede atribuir a esto la diferencia del grado de polarización de las bandas estudiadas o si el cambio se debe a otros procesos como pueden ser el tamaño de los granos de polvo, las propiedades radiativas del mismo al acercarse a longitudes de onda del mediano infrarrojo, errores en la instrumentación o bien, el ruido intrínseco de la banda K'.

Finalmente, para poder corroborar si el modelo morfológico de Clyne es capaz de generar los resultados observados tanto en grado como ángulo de polarización, se espera poder realizar simulaciones del modelo en software especializado como lo es SKIRT, el cual es capaz de modelar sistemas astronómicos con polvo y sus propiedades polarimétricas, tomando en cuenta tanto la morfología del sistema como la composición de la materia que se le atribuya a este.

Apéndice A

Estructura Estelar

El contenido de este anexo fue obtenida del libro Fundamental Astronomy de Hannu Karttunen et al.

A.1. Modelo de Equilibrio Estelar

Las estrellas son esferas masivas de gas que, de acuerdo con el modelo actual, necesitan de cuatro condiciones de equilibrio internas para poder formarse. La primera de estas condiciones es la del **Equilibrio Hidrostático**, que surge debido al equilibrio entre la fuerza de gravedad que atrae a todo el gas de la estrella hacia el centro y la fuerza de presión que surge debido al movimiento térmico de las moléculas de gas y se ejerce hacia afuera de la estrella. Por lo tanto, si una estrella se encuentra en equilibrio hidrostático la suma de las fuerzas gravitacionales y de presión que actúan sobre un diferencial de volumen debe ser cero, lo cual se representa en la siguiente ecuación:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_r\rho}{r^2} \quad (\text{A.1})$$

La segunda condición es la de **Distribución de Masa**, la cual nos dice que la masa de una estrella está distribuida de forma homogénea en todo su volumen, de manera que la masa de una capa esférica delgada sería equivalente al producto del volumen de esta con su densidad, lo cual se representa en la siguiente ecuación:

$$\frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho. \quad (\text{A.2})$$

La tercera condición de equilibrio es la de **Producción de Energía** que expresa la conservación de energía pues se requiere que cualquier energía producida al interior de la estrella se traslade a su superficie y sea radiada fuera de esta lo cual se representa en la siguiente ecuación:

$$\frac{dL_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho \epsilon. \quad (\text{A.3})$$

Ahora bien, de lo anterior también se puede ver que el ritmo en el que se produce la energía va a depender de la distancia de la superficie al centro de la estrella y como esencialmente toda la energía que es radiada por la estrella se produce en el núcleo caliente y denso, en las capas exteriores la producción de energía es despreciable y su flujo de energía es casi constante.

La cuarta y última de las condiciones la del gradiente de temperatura, la cual nos dice como cambia la temperatura de la estrella en función del radio de la estrella, lo cual a su vez depende de cómo se esté transportando la energía, pues el equilibrio solamente se alcanza cuando la energía

de la estrella se lleva del centro a la superficie únicamente por medio de radiación y podemos representar el gradiente de temperatura radiativo en la siguiente ecuación:

$$\frac{dT_r}{dr} = \left(-\frac{3}{4ac}\right) \left(\frac{\kappa\rho}{T^3}\right) \left(\frac{L_r}{4\pi rc^3}\right). \quad (\text{A.4})$$

Ahora bien, tener estas 4 condiciones de equilibrio no es suficiente para un modelo de equilibrio estelar, también hace falta determinar las condiciones de equilibrio y estas son las siguientes:

- No existen fuentes de energía o masa al centro de la estrella.
- La masa total dentro del radio de la estrella es fija.
- La temperatura y presión en la superficie de la estrella tienen valores determinados y serán muy pequeños comparados con los del interior de manera que se pueden tomar como 0.

Ahora bien con estas condiciones iniciales las soluciones de las ecuaciones diferenciales nos dan la masa, temperatura, densidad y flujo de energía como funciones del radio de la estrella y como el radio y la luminosidad pueden ser calculados con las observaciones, los únicos parámetros que determinan la estructura de la estrella son la masa de esta y su composición química, a esto se le conoce como el teorema de Vogt-Russell [1].

A.2. Estado físico del Gas

Debido a las altas temperaturas que se alcanzan en el núcleo de la estrella el gas que las conforma está ionizado casi por completo, de manera que las interacciones entre partículas individuales son tan pequeñas que la ecuación de un gas ideal resulta una buena aproximación de este:

$$P = \frac{k}{\mu m_H} \rho T, \quad (\text{A.5})$$

donde k es la constante de Boltzmann, μ es el peso molecular medio en unidades de m_H y m_H es la masa del átomo de hidrógeno.

El peso molecular medio puede ser calculado de forma aproximada asumiendo que hay ionización completa. Un átomo cuya carga nuclear Z produce $Z+1$ partículas libres (su núcleo y Z electrones). El hidrógeno da lugar a dos partículas por unidad de masa atómica. Para todos los elementos más pesados que el hidrógeno y el helio usualmente es suficiente considerar a $Z+1$ como la mitad del peso atómico. En astrofísica la fracción de masa relativa del hidrógeno convencionalmente se denota por X , la del helio por Y la de todos los elementos más pesados que estos por Z , de manera que:

$$X + Y + Z = 1. \quad (\text{A.6})$$

Por lo tanto, el peso molecular medio será:

$$\mu = \frac{1}{2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z} \quad (\text{A.7})$$

A altas temperaturas la presión de radiación tiene que ser añadida a la presión del gas descrita por la ecuación del gas ideal. La presión ejercida por la radiación es:

$$P_{\text{rad}} = \frac{1}{3} a T^4, \quad (\text{A.8})$$

donde a es la constante de radiación, de manera que la presión total es:

$$P = \frac{k}{\mu m_H} \rho T + \frac{1}{3} a T^4. \quad (\text{A.9})$$

La ley del gas ideal no aplica a tan altas densidades.

El principio de exclusión de Pauli dicta que un átomo con varios electrones no puede tener más de un electrón que tenga sus números cuánticos iguales y esto puede ser generalizado a un gas de electrones (o cualquier otro fermión). Un espacio de fase puede ser usado para describir a los electrones, siendo este un espacio de 6 dimensiones, donde de tres coordenadas dan la posición de la partícula y las otras tres son las coordenadas de momento en las direcciones x, y, z. Un elemento de volumen de este espacio de fase sería:

$$\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z. \quad (\text{A.10})$$

Del principio de incertidumbre sigue que el elemento de volumen significativo más pequeño tiene que ser del orden de h^3 . De acuerdo con el principio de exclusión solamente puede haber dos electrones con espines opuestos en este elemento de volumen. Cuando la densidad se vuelve lo suficientemente alta, todos los elementos de volumen del espacio de fase se llenarán hasta un cierto momento límite, lo cual aporta una fracción importante de la nueva presión del gas. A esta materia se le conoce como degenerada.

El gas de electrones comienza a degenerarse cuando la densidad es del orden de 10^7 kg/m^3 . En las estrellas ordinarias el gas usualmente es no degenerado, pero en las enanas blancas y en las estrellas de neutrones la degeneración del gas es de central importancia. La presión de un gas de electrones degenerado es:

$$P \approx \left(\frac{h^2}{m_e} \right) \left(\frac{N}{V} \right)^{5/3}, \quad (\text{A.11})$$

donde m_e es la masa de los electrones y N/V el número de electrones por unidad de volumen y en términos de densidad sería:

$$\rho = N \mu_e m_H / V, \quad (\text{A.12})$$

donde μ_e es el peso molecular medio por electrón libre en unidades de m_H . Una expresión de μ_e puede ser derivada en analogía con la ecuación 1.7

$$\mu_e = \frac{1}{X + \frac{2}{4}Y + \frac{1}{2}Z} = \frac{2}{X + 1}. \quad (\text{A.13})$$

Para las abundancias de hidrógeno solares esto nos da un valor de:

$$\mu_e = 2/(0.71 + 1) = 1.17 \quad (\text{A.14})$$

La expresión final de la presión es:

$$P \approx \left(\frac{h^2}{m_e} \right) \left(\frac{\rho}{\mu_e m_H} \right)^{5/3} \quad (\text{A.15})$$

Esta es la ecuación de estado de un gas de electrones degenerado. En contraste con la presión para los gases ideales, esta presión ya no depende de la temperatura, solamente de la densidad del gas y de la masa de sus partículas.

En estrellas normales la presión del gas degenerado es despreciable, pero en las partes centrales de las estrellas gigantes y en las enanas blancas donde la densidad es del orden de 10^8 kg/m^3 , la

presión del gas degenerado es dominante debido a las altas temperaturas. A densidades incluso más altas el momento de los electrones se vuelve tan grande que sus velocidades se aproximan a la velocidad de la luz, por lo tanto, para estos casos las fórmulas de la teoría de la relatividad especial tienen que ser utilizadas. La presión de un gas relativista degenerado es:

$$P \approx hc \left(\frac{N}{V} \right)^{4/3} = hc \left(\frac{\rho}{\mu_e m_H} \right)^{4/3} \quad (\text{A.16})$$

En el caso relativista la presión es proporcional a la densidad a la potencia de 4/3, en lugar de 5/3 como ocurre en el caso no relativista. La transición a la situación relativista toma lugar aproximadamente a la densidad de 10^9 kg/m^3 .

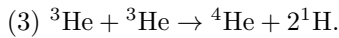
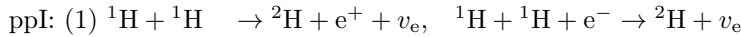
En general la presión dentro de una estrella depende de su temperatura (Con la excepción del gas completamente degenerado), densidad y composición química, sin embargo, las estrellas reales nunca están totalmente ionizadas o completamente degeneradas, por lo que sus presiones están dadas por expresiones más complicadas, sin embargo, su presión puede ser calculada de forma aproximada de todos modos para cada caso de interés.

A.3. Fuentes de Energía Estelar

Como se mencionó anteriormente las temperaturas alcanzadas en los núcleos de las estrellas son muy altas, de hecho, son lo suficientemente altas como para que reacciones de fusión termonucleares (También conocidas como combustión) tomen lugar en estas. Dichas reacciones de fusión transforman elementos ligeros en elementos más pesados con el producto final de estas teniendo una masa total menor a la del núcleo inicial debido a que durante el proceso de fusión se libera parte de la masa como energía de acuerdo con la relación de Einstein $E = mc^2$. Estas reacciones de fusión son las que generan la energía de la estrella y la mantienen en equilibrio y pueden ocurrir por medio de distintos ciclos a los cuales se les conoce como procesos de producción de energía, los cuales serán explicados a continuación.

A.3.1. Cadena Protón-Protón

La cadena Protón-Protón (pp), es la encargada de producir la energía de estrellas con una masa aproximada a la del Sol o más pequeñas y consiste en los siguientes pasos:



Aquí podemos ver que las reacciones (1) y (2) generan un isótopo de Helio - 3 y como se necesitan dos de estos isótopos para que la reacción (3) ocurra entonces las primeras reacciones tienen que ocurrir dos veces, sin embargo la reacción (1) tiene una probabilidad muy baja de ocurrir de manera que suelen suceder en promedio cada 10^{10} años en estrellas con masas similares a las del Sol.

Ahora bien, con la primera reacción se produce un neutrino que escapa libremente de la estrella y lleva con él un poco de la energía liberada, mientras que el positrón es aniquilado dando lugar a dos cuantos gamma. Por otra parte, la segunda reacción ocurre mucho más rápido, aproximadamente una vez por segundo por lo que la abundancia de deuterones en las estrellas es muy baja.

El último paso de la cadena pp puede tomar 3 formas diferentes siendo la primera que se mostró la más probable de todas, sin embargo, existen dos ramas adicionales de la cadena pp conocidas como ppII y ppIII que se muestran en la Figura A.1.

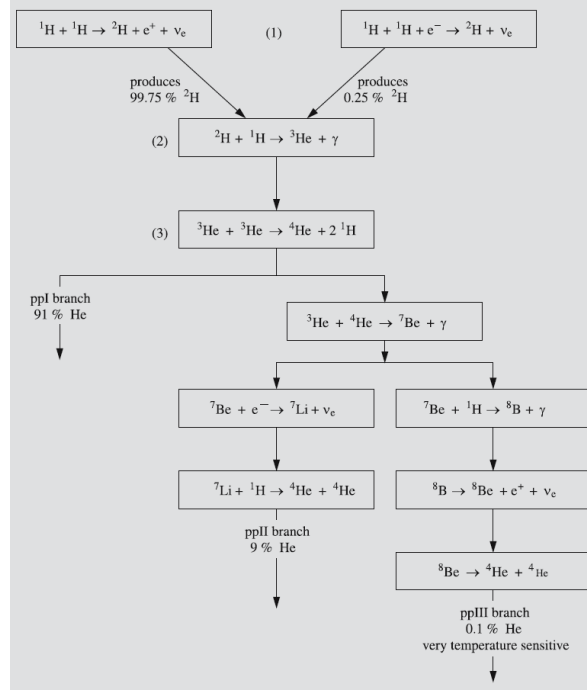


Figura A.1: Cadena PP [1]

A.3.2. Ciclo del Carbono

A temperaturas por debajo de los 20 millones de grados la cadena pp es el mecanismo de producción de energía principal. Sin embargo, a temperaturas mayores, las cuales le corresponden a estrellas con masas por encima de 1.5 Masas solares, el ciclo del carbono (CNO) es el que se vuelve dominante, esto debido a que su tasa de reacciones incrementa de forma más rápida con la temperatura. En este ciclo el carbono, el oxígeno y el nitrógeno actúan como catalizadores y el ciclo de reacciones involucradas es el siguiente:

- (1) ${}^{12}\text{C} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^{13}\text{N} + \gamma,$
- (2) ${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + \text{e}^+ + \nu_e,$
- (3) ${}^{13}\text{C} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^{14}\text{N} + \gamma,$
- (4) ${}^{14}\text{N} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^{15}\text{O} + \gamma,$
- (5) ${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + \gamma + \nu_e,$
- (6) ${}^{15}\text{N} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^{12}\text{C} + {}^4\text{He}.$

Para este ciclo, la reacción (4) es la más lenta de todas, de forma que a temperaturas de 20 millones de grados el tiempo que tarda en ocurrir es de aproximadamente un millón de años y es por esto por lo que la reacción (4) es quien determina la tasa en la que ocurre el ciclo CNO. Ahora bien, la energía liberada como radiación por este ciclo es ligeramente menor que la de la cadena pp pues en esta se suele liberar más energía por medio de los neutrinos generados. Podemos ver un diagrama del ciclo CNO en la Figura A.2.

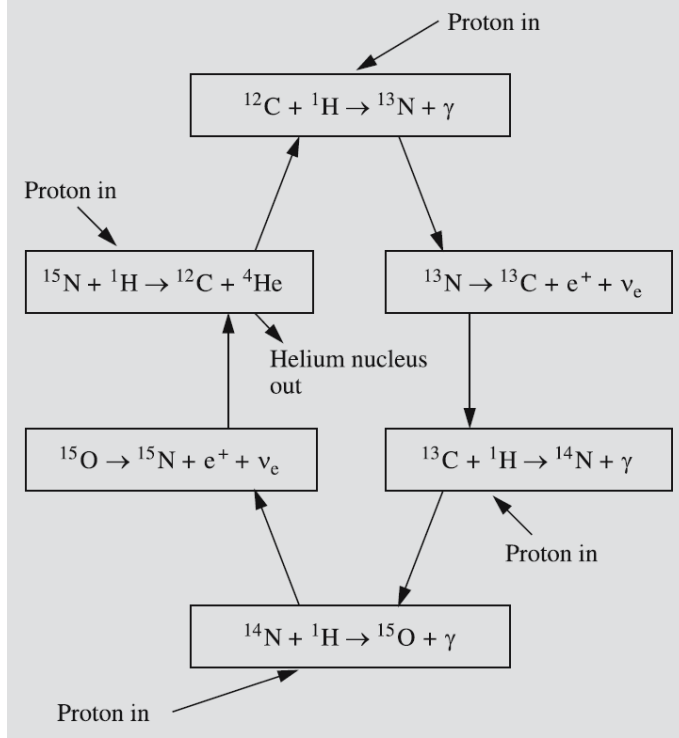


Figura A.2: Ciclo CNO [1]

A.3.3. La Reacción Triple Alfa

Conforme alguno de los mecanismos anteriores va tomando lugar la abundancia de Helio dentro de las estrellas comienza a crecer y si la estrella alcanza temperaturas superiores a $10^8 K$ el helio puede ser transformado en carbono en lo que se conoce como la Reacción Triple Alfa:

$$(1) \quad ^4\text{He} + ^4\text{He} \leftrightarrow ^8\text{Be},$$

$$(2) \quad ^8\text{Be} + ^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma.$$

Tras este proceso otras reacciones como combustión de oxígeno, carbono, silicio y reacciones alfa se vuelven posibles a altas temperaturas y darían lugar a la formación de elementos más pesados, sin embargo los núcleos de las estrellas de baja masa no alcanzan las temperaturas necesarias para poder dar lugar a estas reacciones, por lo cual no serán abordadas.

Apéndice B

Fases de la Evolución Estelar

El contenido de este anexo fue obtenida del libro Fundamental Astronomy de Hannu Karttunen et al.

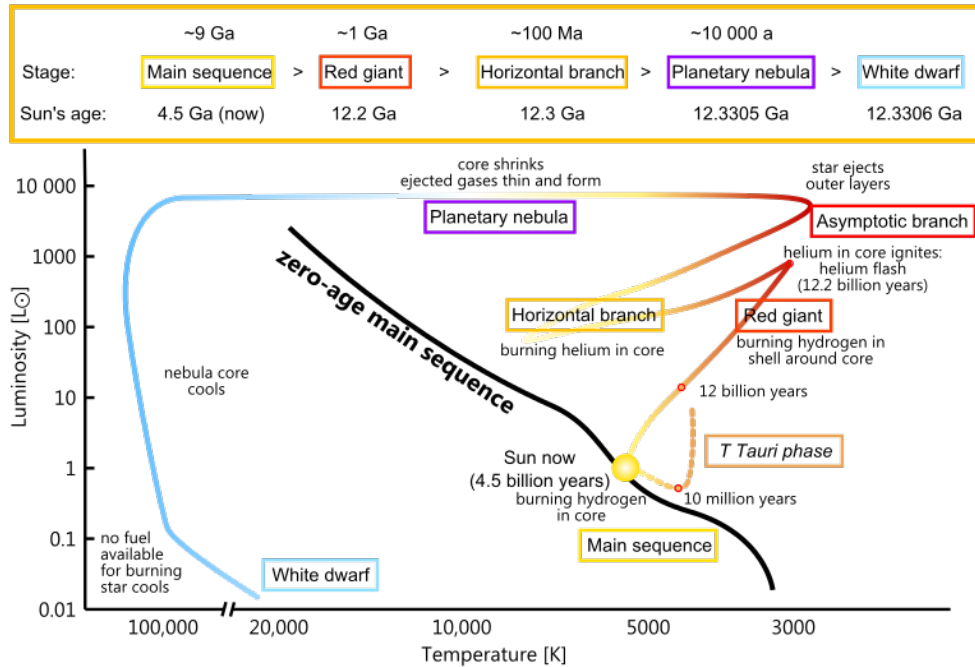


Figura B.1: Diagrama HR en el que se representa la evolución de una estrella de baja masa [20]

B.1. Fase de Protoestrella

Todas las estrellas comienzan su vida cuando nubes en el medio interestelar (Formadas principalmente de hidrógeno en forma molecular) colapsan gravitacionalmente y comienzan a condensarse alrededor de un punto de forma que la opacidad, densidad, presión y temperatura del medio a su alrededor comienza a aumentar hasta que se alcanzan temperaturas de aproximadamente 1800 K que es cuando las moléculas de hidrógeno comienzan a disociarse en átomos.

A estas nubes se les nombra Protoestrellas y su temperatura y presión sigue aumentando hasta que eventualmente son capaces de ionizar todo el gas que las conforma para volverlo plasma a los $10^5 K$ y es capaz de alcanzar el Equilibrio Hidrostático encogiéndose su radio y quedando rodeada por un disco de polvo y gas acumulado a su alrededor, el cual ocasiona que la masa de la estrella siga aumentando y con esta también su temperatura.

Eventualmente la temperatura de la protoestrella aumentará hasta alcanzar los $4 \times 10^6 K$, temperatura en la cual puede comenzar a realizarse el proceso de combustión del hidrógeno por medio de la cadena pp, lo cual se vuelve el único proceso de generación de energía de la estrella e inicia la siguiente fase evolutiva.

B.2. Fase de Secuencia Principal

Durante este periodo evolutivo las estrellas se caracterizan por liberar su energía únicamente por los procesos de combustión de hidrógeno, gracias a esto las estrellas se encuentran en equilibrio estable y su estructura solo cambia debido al cambio en su composición química, la cual es alterada gradualmente por las reacciones nucleares en su interior.

Las estrellas que se encuentran en esta fase se pueden dividir en dos tipos dependiendo de su masa, las estrellas con masas superiores a 1.5 masas solares pertenecen a la Secuencia Principal Superior y las estrellas con menos de esta masa pertenecen a la Secuencia Principal Inferior.

En la Secuencia Principal Inferior las temperaturas centrales son menores que en las estrellas masivas por lo que el ciclo CNO no supera la producción de energía de la cadena pp y esta sigue siendo quien genera la energía de la estrella. Ahora al no ser tan sensible a la temperatura como el ciclo CNO la producción de energía se distribuye en una región mayor que en estrellas masivas ocasionando que el núcleo nunca se vuelva convectivamente inestable y permanezca siendo radiativo.

Por otra parte, en las capas exteriores la opacidad es alta pues la temperatura es baja y la radiación ya no puede llevar toda la energía de forma que la transferencia por convección se establece. Esto nos deja con una estructura en la estrella que conste de un centro radiativo rodeado por un envoltorio convectivo que evita la mezcla de material en el centro y ocasiona que el hidrógeno se consuma rápidamente en el centro y la abundancia de este incremente hacia el exterior de la estrella.

Conforme la cantidad de hidrógeno en el núcleo descende la estrella lentamente se volverá más brillante y caliente pero su radio permanecerá casi igual y el núcleo eventualmente consistirá en casi puro helio de manera que los procesos de combustión de hidrógeno tomarán lugar en un grueso cascarón alrededor del núcleo, lo cual determina el fin de la etapa de secuencia principal.

B.3. Fase de Gigante

Una vez que el núcleo de la estrella se encuentra formado por helio, la masa de este incrementa debido a la combustión de su envoltura de hidrógeno, lo cual lleva a la expansión del envoltorio de la estrella, lo que implica un aumento de su radio y su luminosidad, es en este punto en el que se considera que la estrella se ha convertido en una Gigante Roja.

En las estrellas de baja masa, conforme la masa del núcleo aumenta su densidad se vuelve tan alta que la masa se vuelve degenerada y la temperatura seguirá elevándose, pero debido a la alta conductividad del gas degenerado el núcleo tendrá una temperatura uniforme hasta que este alcance los 100 millones de grados y comience el proceso de combustión de helio por medio del

proceso triple alfa.

Ahora bien, a diferencia del gas normal el núcleo degenerado no se puede expandir a pesar del aumento de la temperatura, por lo que el incremento de esta solo ocasiona la aceleración en la tasa de reacciones nucleares hasta que la temperatura aumenta al punto de que la degeneración del gas se remueve y el núcleo puede expandirse violentamente. Así tras unos pocos segundos de que la combustión de Helio comience hay una explosión en el núcleo a la cual se le da el nombre de Flash de Helio.

La energía del flash de helio es absorbida por las capas exteriores de forma que no destruye la estrella, sin embargo, conforme el centro toma la energía potencial de la explosión para expandirse, las capas exteriores se contraen y la luminosidad de la estrella baja de golpe. De esta forma tras el Flash de Helio la estrella se estabiliza en una nueva etapa evolutiva donde el helio lentamente se consume para formar un núcleo de carbón no degenerado.

Una vez el flash de helio toma lugar la estrella se encuentra en una etapa conocida como la Rama de Gigante Horizontal (HGB por sus siglas en inglés) y su brillo y temperatura es determinada en función de su envoltorio de masa, de forma que depende de la cantidad de masa perdida en el Flash de helio y si bien la luminosidad no varía mucho, las temperaturas efectivas son mayores para estrellas con menos masa en su envoltorio.

B.4. Fase de Rama Asintótica Gigante

Eventualmente la combustión del Helio en el núcleo de la estrella ocasionará que este también se agote y se forma un envoltorio de helio alrededor del núcleo que continúa con sus procesos de combustión. Esto ocasiona que la temperatura efectiva disminuya mientras que la luminosidad aumenta. Debido a lo similar que es este proceso con el salto de la etapa de secuencia principal a gigante roja en estrellas de baja masa a esta etapa evolutiva se le conoce como Fase de Rama Asintótica Gigante (AGB por sus siglas en inglés).

Ahora, cuando el envoltorio de helio alcanza al envoltorio de hidrógeno extinguido la estrella entra en su Fase de Pulsos Térmicos donde las capas de hidrógeno y helio van alternando su combustión y como una configuración con dos envoltorios en combustión es inestable en esta fase el material estelar se puede mezclar o bien ser expulsado al espacio por capas.

La fase de pulsos térmicos continua hasta que la presión por radiación lleva a la expulsión total de las capas exteriores dando lugar a la siguiente fase evolutiva de la estrella conocida como Nebulosa Planetaria (PN), en la cual se forma un envoltorio de gas alrededor de la estrella compuesto de las capas que expulsó y como las estrellas de baja masa no son lo suficientemente calientes como para comenzar los procesos de combustión de carbono estas estrellas permanecen como enanas blancas en el centro de la nebulosa.

Apéndice C

Instrucciones para la reducción de datos en IRAF

C.1. Configuración de IRAF

Para poder realizar las reducciones en IRAF, es necesario configurar el archivo `login.cl` que se genera durante la instalación de IRAF. Las modificaciones servirán para indicarle al software ciertos parámetros importantes sobre las imágenes que se procesarán como pueden ser el tamaño de las imágenes, el formato de los archivos, etc. Además de lo anterior también se declaran ciertos programas desarrollados para procesar los datos de POLICAN, pues de lo contrario no se pueden utilizar. Dicha configuración se realiza de la siguiente forma:

Primero se abre el documento `login.cl` en un editor de texto y se modifica la sección llamada “`# Uncomment and edit to change the defaults`”, en la cual se modifica el parámetro `stdimage` de tal forma que diga “`set stdimage=imt1024`”, lo que configura el tamaño de la imagen para los 1024*1024 píxeles de CANICA.

Posterior a esto se modifica la sección “`# Default USER package; extend or modify as you wish. Note that this can be used to call FORTRAN programs from IRAF.`” donde se agregan los siguientes comandos:

```
task canpol = "[ruta de la carpeta programs]/programs/canpol.cl"
task cimalign = "[ruta de la carpeta programs]/programs/cimalign.cl"
task canobj = "[ruta de la carpeta programs]/programs/canobj.cl"
task canref = "[ruta de la carpeta programs]/programs/canref.cl"
task cansky = "[ruta de la carpeta programs]/programs/cansky.cl"
task canrename = "[ruta de la carpeta programs]/programs/canrename.cl"
task cancel_se = "[ruta de la carpeta programs]/programs/cancel_se.cl"
task cancel = "[ruta de la carpeta programs]/programs/cancel.cl"
task canhole = "[ruta de la carpeta programs]/programs/canhole.cl"
task canwcshead = "[ruta de la carpeta programs]/programs/canwcshead.cl"
task canwc0 = "[ruta de la carpeta programs]/programs/canwc0.cl"
task canphot = "[ruta de la carpeta programs]/programs/canphot.cl"
task canmag = "[ruta de la carpeta programs]/programs/canmag.cl"
task canradec = "[ruta de la carpeta programs]/programs/canradec.cl"
task reduce = "[ruta de la carpeta programs]/programs/reduce.cl"
```

```
task lacos_im = "[ruta de la carpeta programs]/programs/lacos_im.cl"
task lacos_spec = "[ruta de la carpeta programs]/programs/lacos_spec.cl"
task polred = "[ruta de la carpeta programs]/programs/polred.cl"
task polred1 = "[ruta de la carpeta programs]/programs/polred1.cl"
task polref = "[ruta de la carpeta programs]/programs/polref.cl"
task polref1 = "[ruta de la carpeta programs]/programs/polref1.cl"
task cimalign_par = "[ruta de la carpeta programs]/programs/cimalign_par.cl"
task polmag = "[ruta de la carpeta programs]/programs/polmag.cl"
```

Cambiando únicamente la parte de [ruta de la carpeta programs] por la ruta o dirección anterior a donde se ha ubicado la carpeta programs.

Finalmente, solo queda modificar la sección "# Load the default CL package. Doing so here allows us to override package" agregando las paqueterías que necesitamos al agregar lo siguiente:

```
# List any packages you want loaded at login time, ONE PER LINE.
images      # general image operators
plot        # graphics tasks
dataio      # data conversions, import export
lists       # list processing
imred
generic
# The if(deftask...) is needed for V2.9 compatibility.
if (deftask ("proto"))
proto       # prototype or ad hoc tasks
tv          # image display
utilities   # miscellaneous utilities
noao        # optical astronomy packages
vo          # Virtual Observatory tools
```

Tras realizar esto se guarda el archivo y se puede abrir IRAF desde la terminal de Linux para comenzar la reducción de datos, sin embargo, antes de esto es necesario contar con los datos del objeto, los master FLAT y los master DARK. La descripción del método para crear los últimos dos se presentará a continuación.

C.2. Master FLAT

Para generar un master FLAT se necesitan de las imágenes que se tomaron dentro del domo (FLATS) en los 4 ángulos de polarización (0°, 22.5°, 45°, 67°) tanto con la lámpara encendida (ON) como apagada (OFF), lo cual resultará en un master FLAT para cada ángulo de polarización.

Una vez preparado IRAF, se debe ir a la carpeta que contiene las imágenes anteriormente mencionadas y utilizando el comando imarith se restan los datos de los FLAT ON de los FLAT OFF para cada ángulo indicando el nombre que queremos para el archivo resultante, el cual dividiremos entre el número de cosumas (30) e indicamos de nuevo el nombre de nuestro archivo resultante el cual será nuestro master FLAT tal y como se observa en la Figura C.1.

C.3. Máster DARK

Para generar un master DARK se necesitan los 10 DARK que le correspondan al tiempo de exposición que se utilizó durante la observación del objeto, así que una vez que estamos

Instrucciones para la reducción de datos en IRAF

C.3 Máster DARK

```
ecle
DARK15_0007_I.fits FLATHOFF220001_I.fits HN2068H01220006_I.fits HN2068H01670003_I.fits
DARK15_0008_I.fits FLATHOFF450001_I.fits HN2068H01220007_I.fits HN2068H01670004_I.fits
DARK15_0009_I.fits FLATHOFF670001_I.fits HN2068H01220008_I.fits HN2068H01670005_I.fits
DARK15_0010_I.fits FLATHON000001_I.fits HN2068H01220009_I.fits HN2068H01670006_I.fits
DARK15_I.fits FLATHON220001_I.fits HN2068H01220010_I.fits HN2068H01670007_I.fits
DARK40_0001_I.fits FLATHON450001_I.fits HN2068H01220011_I.fits HN2068H01670008_I.fits
DARK40_0002_I.fits FLATHON670001_I.fits HN2068H01220012_I.fits HN2068H01670009_I.fits
DARK40_0003_I.fits HN2068H01000001_I.fits HN2068H01220013_I.fits HN2068H01670010_I.fits
DARK40_0004_I.fits HN2068H01000002_I.fits HN2068H01220014_I.fits HN2068H01670011_I.fits
DARK40_0005_I.fits HN2068H01000003_I.fits HN2068H01220015_I.fits HN2068H01670012_I.fits
DARK40_0006_I.fits HN2068H01000004_I.fits HN2068H01450001_I.fits HN2068H01670013_I.fits
DARK40_0007_I.fits HN2068H01000005_I.fits HN2068H01450002_I.fits HN2068H01670014_I.fits
DARK40_0008_I.fits HN2068H01000006_I.fits HN2068H01450003_I.fits HN2068H01670015_I.fits
DARK40_0009_I.fits HN2068H01000007_I.fits HN2068H01450004_I.fits logfile
DARK40_0010_I.fits HN2068H01000008_I.fits HN2068H01450005_I.fits N2068H010001_I.fits
DARK50_0001_I.fits HN2068H01000009_I.fits HN2068H01450006_I.fits N2068H010062_I.fits
DARK50_0002_I.fits HN2068H01000010_I.fits HN2068H01450007_I.fits N2068H010063_I.fits
DARK50_0003_I.fits HN2068H01000011_I.fits HN2068H01450008_I.fits N2068H010064_I.fits
DARK50_0004_I.fits HN2068H01000012_I.fits HN2068H01450009_I.fits N2068H010065_I.fits
DARK50_0005_I.fits HN2068H01000013_I.fits HN2068H01450010_I.fits
DARK50_0006_I.fits HN2068H01000014_I.fits HN2068H01450011_I.fits
ccdrd> imarith FLATHON000001_I.fits - FLATHOFF000001_I.fits f1h00.fits
ccdrd> imarith FLATHON220001_I.fits - FLATHOFF220001_I.fits f1h22
ccdrd> imarith FLATHON450001_I.fits - FLATHOFF450001_I.fits f1h45
ccdrd> imarith FLATHON670001_I.fits - FLATHOFF670001_I.fits f1h67
ccdrd> imarith f1h00 / 30 avghflat00
ccdrd> imarith f1h22 / 30 avghflat22
ccdrd> imarith f1h45 / 30 avghflat45
ccdrd> imarith f1h67 / 30 avghflat67
ccdrd>
```

Figura C.1: Tarea imarith

dentro de IRAF en la carpeta con los DARKS necesarios creamos una lista con ellos con el comando:

```
ls [Nombre raíz de los archivos]* >[Nombre de la lista].txt
```

Y teniendo la lista hecha editaremos la tarea darkcombine para que combine las imágenes y forme el master DARK con el siguiente comando:

epar darkcombine

Esto resultará en la ventana que se observa en la Figura C.2.

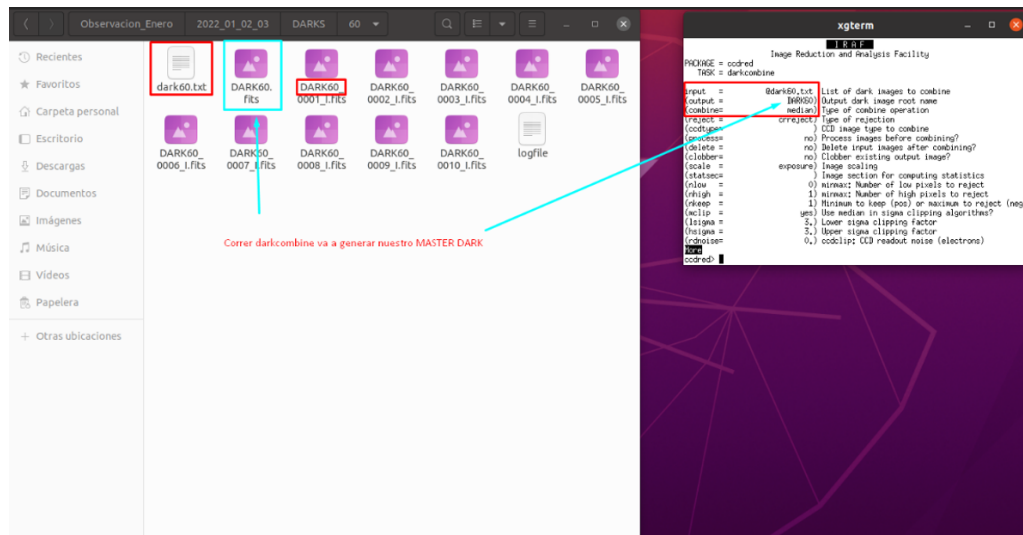


Figura C.2: Tarea ccdrd

Instrucciones para la reducción de datos en IRAF

C.4 Corrección de las imágenes a partir de los master FLATS y master DARKS

Donde podremos editar los apartados señalados de forma que concuerden con nuestra lista e imágenes DARK y una vez editado se corre la tarea por medio del comando:

```
:go
```

Esto va a combinar las imágenes indicadas por la lista que hicimos y generará el master DARK, el cual aparecerá dentro de la misma carpeta con el nombre que se haya determinado dentro de la tarea.

C.4. Corrección de las imágenes a partir de los master FLATS y master DARKS

Teniendo nuestros masters FLAT y DARK los colocamos en la carpeta donde se encuentren los datos de nuestro objeto, dentro de IRAF nos movemos a la misma carpeta y por medio de la tarea polred haremos la corrección y combinación de las imágenes para cada ángulo de polarización y editamos esta tarea con el comando:

```
epar polred
```

Tras esto aparecerá una ventana cuyos parámetros editaremos de acuerdo con el tipo de observación realizado para el objeto y el nombre de las imágenes que vayamos a usar, esta ventana se muestra en la Figura 2.4 junto con indicadores de los parámetros relevantes para la reducción.

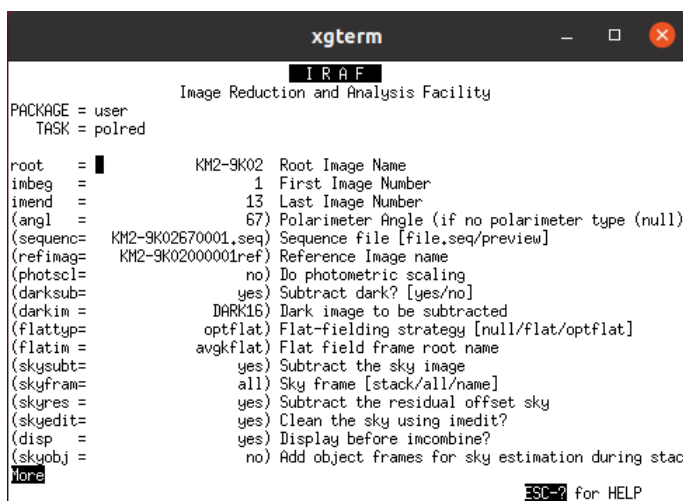


Figura C.3: Tarea polred

Después de modificar polred podemos correrlo, lo cual hará que en nuestra ventana de DS9 se abran las imágenes de nuestro objeto y que aparezca una terminal de iraf llamada irafterm, en la cual podremos hacer distintos gráficos dependientes de nuestra imagen en DS9.

Con irafterm podremos colocar nuestro cursor sobre nuestras candidatas a estrellas de referencia y presionar las teclas asociadas a los distintos gráficos que es capaz de hacer la terminal,

lo cual nos ayuda a una mejor selección de estrella de referencia.

Para hacer la selección de esta estrella de referencia con imágenes tomadas por Dithering se debe colocar el cursor sobre la estrella que vayamos a utilizar y presionar `a` para seleccionarla y luego `q` para pasar a la siguiente imagen, repitiendo esto para cada imagen y seleccionando la misma estrella en todas las imágenes pues es la que se tomará como referencia para combinar las imágenes en una sola. Para el caso de ONN/OFF se realiza lo mismo con un paso extra en las imágenes de cielo (las cuales no aparecen para Dithering), en las cuales se tendrá que marcar que se trata de la imagen del cielo moviendo el cursor a la esquina superior izquierda y presionar la tecla `x` y luego `q`.

Una vez finalizada la selección el programa va a corregir las diferencias que encuentre en las imágenes usando el master FLAT y va a restarles tanto el master DARK como la imagen de cielo que genera con Dithering o las imágenes de cielo indicadas para ON/OFF y nos indicará que la tarea ha finalizado, tras lo cual tendremos que correr la tarea `polref` para calcular el offset de cada imagen y volver a correr `polred` para generar la imagen final del ángulo de polarización correspondiente.

Tras correr `polred` una segunda vez se nos desplegará la imagen de cielo en DS9 y presionamos `q` para pasar a nuestras imágenes, en estas IRAF nos preguntará con cada una si queremos incluirla o no en la combinación, lo cual sirve para descartar imágenes que tengan errores que podrían afectar la imagen resultante y después de seleccionar todas las imágenes que queremos incluir en la combinación generará la imagen final o master de intensidad.

Tenemos que repetir el mismo procedimiento para cada uno de los ángulos de polarización asegurándonos de seleccionar la misma estrella de referencia en cada caso, así como descartando e incluyendo las mismas imágenes en la etapa de combinación para que todo el proceso sea consistente entre sí.

C.5. Astrometría

La astrometría es la parte de la astronomía que se encarga de colocar de forma correcta las coordenadas de los objetos estelares y se debe realizar en los 4 masters de intensidad resultantes de la reducción de datos. Para esto se debe contar con una imagen de referencia del objeto, así como una base de datos que incluya las coordenadas de las estrellas que se utilizaran como referencia y ambas pueden ser obtenidas por medio del software SAO Image DS9, mientras que la astrometría en sí se realiza por medio del software IRAF bajo la siguiente metodología:

Se abre DS9 y en el apartado de Análisis buscamos el servidor de imágenes del cual se descargan la imagen de referencia a utilizar y la base de datos de la región, la cual para este caso se trató de la base de datos de 2MASS debido a que se está trabajando en el cercano infrarrojo, por lo que se debe buscar una imagen del objeto de estudio y posteriormente se abre la base de datos disponible para la región obtenida tras la búsqueda.

Tras esto se debe decidir que estrellas se utilizarán como referencia comparando las imágenes obtenidas con la de referencia buscando que estrellas aparecen en ambas, que en el caso de la banda H se trató de 9 estrellas y en el caso de la banda K se trató de 5 estrellas. Una vez que se tiene claro lo anterior vamos a la carpeta donde se encuentran los masters de intensidad y creamos un documento de texto con la terminación `.dat` en el cual enlistamos las coordenadas X y de los pixeles centrales de las estrellas de referencia, así como su ascensión recta y declinación.

Teniendo listo nuestro archivo de coordenadas desde la terminal de IRAF nos ubicamos en la

carpeta de los masters y abrimos la tarea ccmmap con el comando:

epar ccmmap

```

xgterm
IRAF
Image Reduction and Analysis Facility
PACKAGE = imcoords
TASK = ccmmap

input = M2-9.dat The input coordinate files
database= M2-9.db The output database file
(solutio= KM2-9K0100_1b.fits) The database plate solution names
(images = ) The input images
(results= ) The optional results summary files
(xcolumn= 1) Column containing the x coordinate
(ycolumn= 2) Column containing the y coordinate
(lngcolu= 3) Column containing the ra / longitude
(latcolu= 4) Column containing the dec / latitude
(xmin = 0.) Minimum logical x pixel value
(xmax = 752.) Maximum logical x pixel value
(ymin = 0.) Minimum logical y pixel value
(ymax = 752.) Maximum logical y pixel value
(lngunit= degrees) Input ra / longitude units
(latunit= degrees) Input dec / latitude units
(insyste= j2000) Input celestial coordinate system
(refpoin= coords) Source of the reference point definition
None
ESC for HELP

```

Figura C.4: Tarea ccmmap

Aquí modificamos los parámetros de entrada, base de datos, salida, dimensiones y unidades y corremos la tarea, lo cual desplegará una ventana de irafterm desde la cual se realizará la astrometría. En esta ventana podemos cambiar la visualización del parámetro X y Y y así mismo podremos ver la escala de placa que tiene nuestra imagen desde el apartado para ello en la parte interior de la terminal como xmag y ymag, los cuales buscamos que se aproximen lo más posible a 0.32 arcosegundos por pixel dado que esta es la escala de placa del telescopio de Cananea, y esto lo logramos eliminando las estrellas que se alejen más del resto en las escalas de X y Y hasta que la escala sea lo más parecido a nuestra escala de placa real.

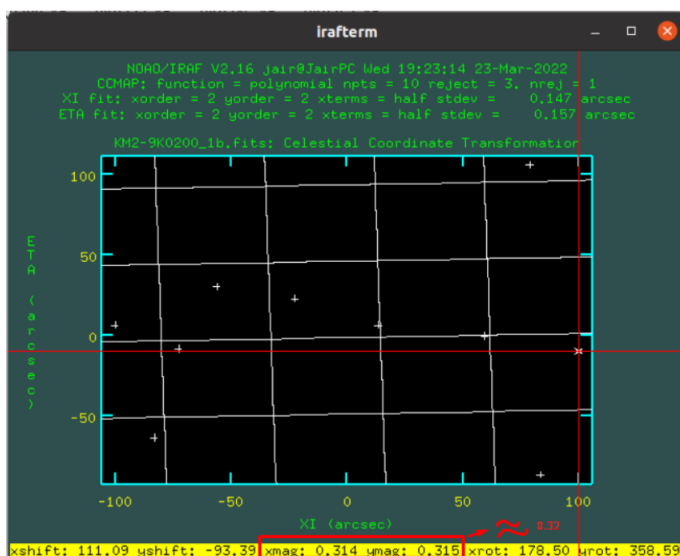


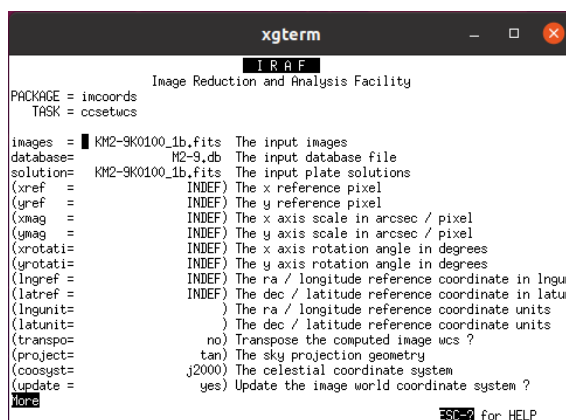
Figura C.5: Terminal de IRAF para realizar los ajustes de la astrometría

Instrucciones para la reducción de datos en IRAF

C.5 Astrometría

Tras finalizar los ajustes guardamos los cambios y salimos de la terminal presionando la tecla Q, lo cual genera un archivo con terminación .db que tiene los datos de la astrometría, la cual se debe aplicar a nuestro primer master de intensidad con el siguiente comando:

```
epar ccsetwcs
```



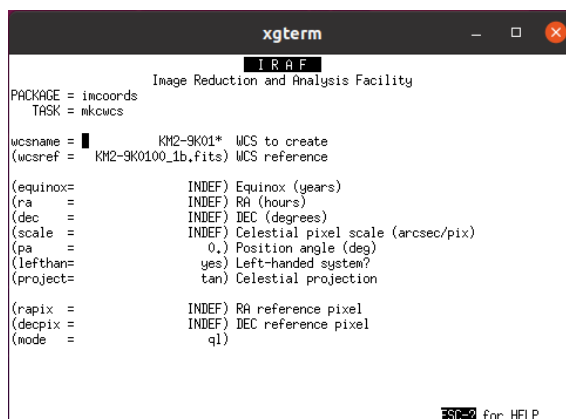
```
xgterm
IRAF
Image Reduction and Analysis Facility
PACKAGE = imcoords
TASK = ccsetwcs

images = KM2-9K0100_1b.fits The input images
database= M2-9.db The input database file
solution= KM2-9K0100_1b.fits The input plate solutions
(xref = INDEF) The x reference pixel
(yref = INDEF) The y reference pixel
(xmag = INDEF) The x axis scale in arcsec / pixel
(ymag = INDEF) The y axis scale in arcsec / pixel
(xrotati= INDEF) The x axis rotation angle in degrees
(yrotati= INDEF) The y axis rotation angle in degrees
(lngref= INDEF) The ra / longitude reference coordinate in lngun
(latref= INDEF) The dec / latitude reference coordinate in latun
(lngunit= ) The ra / longitude reference coordinate units
(latunit= ) The dec / latitude reference coordinate units
(transpo= no) Transpose the computed image wcs ?
(project= tan) The sky projection geometry
(coosyst= j2000) The celestial coordinate system
(update= yes) Update the image world coordinate system ?
Q
ESC-Q for HELP
```

Figura C.6: Tarea ccsetwcs

Lo cual desplegará la tarea y modificaremos los parámetros de entrada, base de datos y salida para después ejecutar la tarea y aplicar la astrometría en nuestro master. Finalmente, solo se aplicará la misma astrometría que le realizamos a nuestro primer master de intensidad a los otros 3 masters por medio de la tarea ccsetwcs con el comando:

```
epar mkcwcs
```



```
xgterm
IRAF
Image Reduction and Analysis Facility
PACKAGE = imcoords
TASK = mkcwcs

wcsname = KM2-9K01* WCS to create
(wcsref = KM2-9K0100_1b.fits) WCS reference

(equinox= INDEF) Equinox (years)
(ra = INDEF) RA (hours)
(dec = INDEF) DEC (degrees)
(scale = INDEF) Celestial pixel scale (arcsec/pix)
(pa = 0.) Position angle (deg)
(leftth= yes) Left-handed system?
(project= tan) Celestial projection

(rapix = INDEF) RA reference pixel
(decpix = INDEF) DEC reference pixel
(mode = ql)

ESC-Q for HELP
```

Figura C.7: Tarea mkcwcs

Lo cual desplegará la tarea, en la cual indicaremos la base de los nombres de los archivos a los cuales les aplicaremos la astrometría y el nombre del archivo del cual IRAF tomará la astrometría, para después ejecutar la tarea y tener la astrometría hecha en todos nuestros masters de intensidad.

Bibliografía

- [1] KARTTUNEN H., *Fundamental Astronomy*, quinta edición, Springer, New York, USA, 2007.
- [2] O.R. POLS, *Stellar Structure and Evolution*, Astronomical Institute Utrecht, Utrecht, Países Bajos, 2011.
- [3] HECHT E., *Optics*, quinta edición, Pearson, Harlow, Inglaterra, 2017.
- [4] HÄGGSTRÖM M. , *Positively birefringent material*, https://en.wikipedia.org/wiki/Birefringence#/media/File:Positively_birefringent_material.svg, 1 de Julio de 2022.
- [5] CLARKE D., *Stelar Polarimetry*, primera edición, Wiley-VHC, Berlin, Alemania, 2010.
- [6] W. A. SHURCLIFF, *Polarized light Production and use*, Harvard University Press, Cambridge, Massachusetts, 1962.
- [7] MC LEAN I. S., *Electronic Imaging Astronomy: Detectors and Instrumentation*, segunda edición, Springer, Chichester, Inglaterra, 2008.
- [8] GLEDHILL T.M., CHRYSOSTOMOU, HOUGH J.H. y YATES J.A., *Axisymmetry in protoplanetary nebulae: using imaging polarimetry to investigate envelope structure*, Mon. Not. R. Astron. Soc. 322, 321-342, 2001.
- [9] SERRANO E.O., SABIN L. y LUNA A. *The near-infrared polarization of the pre-planetary nebula Frosty Leo* MNRAS, 495, 3, 2021.
- [10] CASTRO-CARRIZO A., NERI R., BUJARRABAL V., CHESNEAU O., COX P. y BACHILLER R. *Two short mass-loss events that unveil the binary heart of Minkowski's Butterfly Nebula*, Astron. Astrophys., 2018.
- [11] SCHWARZ H.E., ASPIN C., CORRADI R.L.M., REIPURTH B. *M2-9: moving dust in a fast bipolar outflow*, Astron. Astrophys. 319, 267-273, 1997.
- [12] ROMANO L.M. CORRADI, BALICK B. y SANTANDER M. *The evolution of M 2-9 from 2000 to 2010*, Astron. Astrophys., 2011.
- [13] J. SCHMIDT, NASA, ESA, *M2-9: Wings of a Butterfly Nebula*, <https://geckzilla.com/art/v/246>, 1 de Julio de 2022.
- [14] LYKOU F., CHESNEAU O., ZIJLSTRA A.A., CASTRO-CARRIZO A., LAGADEC E., BALICK B., SMITH N., *A disc inside the bipolar planetary nebula M2-9*, Astronomy & Astrophysics, 2011; doi:10.1051/0004-6361/200913845
- [15] CLYNE N., AKRAS S., STEFFEN W., REDMAN M.P., GONÇALVES D.R., HARVEY E., *A morpho-kinematic and spectroscopic study of the bipolar nebulae: M2-9, Mz 3, and Hen 2-104*, Astronomy & Astrophysics, 2015; doi:10.1051/0004-6361/201526585

- [16] DE LA FUENTE E., TRINIDAD M.A., TAFOYA D., TOLEDANO I., GARCÍA S., *The symbiotic and bipolar nebula M2-9: Morphological variability of the collimated ionized wind arising from the core*, Publications of the Astronomical Society of Japan, 2022.
- [17] NAVARRO S.G., SERRANO O., LUNA A., DEVARAJ R., CORRAL L.J., RAMÍREZ J., HIRIART D. *Near IR and visual polarimetry of the Planetary Nebula M2-9*, International Astronomical Union, 2019; doi:10.1017/S1743921318007937.
- [18] LUNA A., *Manual de usuario de POLICAN*, INAOE, 2021.
- [19] R. DEVARAJ, A. LUNA, L. CARRASCO, M. A. VÁZQUEZ-RODRÍGUEZ, Y. D. MAYYA, J. G. TÁNORI, E. O. SERRANO BERNAL *POLICAN: A Near-infrared Imaging Polarimeter at the 2.1m OAGH Telescope*, The Astronomical Society of the Pacific, 2018.
- [20] SZCZUREQ, *Evolution of the Sun 2 EN*, https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Evolution_of_the_Sun_2_EN.svg, 1 de Julio de 2022.