

Universidad Nacional de Córdoba
Facultad de Matemática, Astronomía y Física
Trabajo Especial de la Licenciatura en Astronomía

**Estudios mineralógico de discos circunestelares en
estrellas de tipo FU Orionis**

Autor: Emanuel Jorge Sainz

Directora: Mercedes Gómez

Córdoba, Marzo de 2010

A mi familia, y amigos
por el apoyo incondicional
durante todo este tiempo.

Resumen

Las estrellas de tipo FU Orionis son estrellas de Pre-secuencia Principal que incurren de forma periódica en un aumento de brillo de hasta ~ 6 magnitudes en un lapso de unos pocos años, y que luego decae paulatinamente al cabo de un par de décadas o siglos a su brillo original. Este estallido se debe a un incremento en la tasa de acreción de material hacia la estrella. El evento tipo FU Orionis (FUOR) genera profundos cambios físicos que afectan a la posterior evolución del disco y de la estrella central. Los granos de polvo que componen el disco son de distinta especie, y a lo largo de la formación de la estrella van sufriendo una serie de transformaciones. En este trabajo se estudia la mineralogía de dichos granos. Para realizar este estudio, se dispone de observaciones espectroscópicas entre 8 y 13 μm tomadas con los instrumentos Michelle y T-ReCS de los telescopios Gemini Norte y Sur, respectivamente.

Palabras claves: discos circunestelares, discos proto-planetarios, FU Orionis, procesamiento del polvo interestelar, estrellas de Pre-secuencia Principal.

Clasificación: 97.82.Jw Infrared excess, debris disks, protoplanetary disks, exozodiacal dust.

Índice general

Introducción	4
1. El Fenómeno FU Orionis	6
1.1. Formación de estrellas de masa baja	6
1.2. Evolución de los discos circunestelares	9
1.3. Estrellas de tipo FU Orionis	12
1.3.1. Antecedentes históricos	12
1.3.2. Grupo Prototipo de las FU Orionis	16
1.3.3. Características generales del Grupo Prototipo	18
1.3.4. Indicadores de juventud	18
1.3.5. Indicadores de la presencia de un disco en acreción	18
1.3.6. El Grupo Ampliado de las FU Orionis	28
1.4. Causas del estallido	29
1.5. Recurrencia del evento FU Orionis	34
1.5.1. La importancia de los eventos FU Orionis en la evolución del disco circunestelar	35
1.6. V1647 Orionis: un laboratorio para el estudio de los estallidos	40
2. Observaciones y reducción de los datos de muestra de estrellas de tipo FU Orionis	43
2.1. Observaciones	43
2.2. Instrumentos	44
2.2.1. Telescopios	44
2.2.2. Cámaras	45
2.2.3. Filtros	45
2.2.4. Rendijas	48
2.2.5. Redes de dispersión	48
2.3. Obtención y reducción de datos	48

2.3.1. Secuencia de observación en el infrarrojo medio	48
2.3.2. Proceso paso-a-paso del paquete de reducción	50
2.4. Los espectros reducidos de la muestra de estrellas de tipo FU Orionis estudiada	59
3. Fundamentos físicos del análisis de los espectros	67
3.1. Reflectancia y transmitancia en una lámina delgada	67
3.2. Absorción y dispersión debido a una partícula	73
3.2.1. Planteamiento del problema	75
3.3. Aplicación a partículas específicas	78
3.3.1. Partículas esféricas en el límite de Rayleigh	79
3.3.2. Partículas elipsoidales de igual tamaño	81
3.3.3. Distribución continua de elipsoides	82
3.3.4. Comparaciones de las distintas formas y tamaños de las partícu- las de una misma especie	82
3.3.5. Silicatos amorfos	83
3.3.6. Silicatos cristalinos	84
4. Análisis de los espectros en 10 μm de la muestra de ocho estrellas de tipo FU Orionis estudiada	88
4.1. Tipos de espectros	88
4.1.1. Espectros en emisión	89
4.1.2. Espectros en absorción	90
4.2. Espectros de objetos de Clases I y II y el caso de RNO 1B	92
4.3. Comparación de los resultados obtenidos con otros autores	93
4.4. Resumen y conclusiones	95
Perspectivas futuras	98
Referencias	99

Introducción

Las estrellas de tipo FU Orionis son estrellas de Pre-secuencia Principal que experimentan un aumento de brillo de hasta ~ 6 magnitudes de forma repentina en un corto período de tiempo (desde un par de meses hasta un par de años), para luego decaer muy lentamente (~ 100 años) a su brillo original. La causa de este estallido es una inestabilidad térmica intrínseca en el interior de los discos (Frank et al. 1992). Durante uno de estos eventos, los discos se vuelven muy brillantes y se dan las condiciones ideales para estudiar en detalle los procesos evolutivos del disco y de la estrella, que de otra forma no sería posible.

El primer evento FUOR fue detectado entre 1936 y 1937 (Wachmann 1954). El objeto en el cual se lo observó se llama FU Orionis, y es el que le da el nombre a la clase. Sin embargo, recién en la década del '60 se lo asoció con una estrella en formación. En la década del '70 se observaron dos eventos similares (Herbig 1977): V1057 Cygni y V1515 Cygni, también en regiones de formación estelar, como su predecesora. A partir de las características de estos tres objetos es que se determina si una candidata a FU Orionis pertenece al grupo o no. Hasta la actualidad se han detectado alrededor de 20 estrellas FUORs, incluyendo un par de candidatas.

Uno de los estudios principales sobre estos objetos se centra en el disco y sus propiedades físicas y geométricas. Es en estos discos donde se formarán, eventualmente, los planetas y objetos planetarios; por lo que es de esperar que, a lo largo de la etapa de formación de la estrella, el polvo que compone los discos sufra diversas transformaciones. Los granos pequeños de estructura amorfa se van acumulando y forman granos de tamaños cada vez más grandes. A su vez, las colisiones y las altas temperaturas en las regiones más cercanas a la estrella (~ 1000 – 2000 K) modifican la estructura de los granos, formando estructuras de tipo cristalinas.

En los espectros en el infrarrojo medio de objetos tipo FUORs se observan perf-

les similares a los observados en espectros de cometas, los objetos más antiguos del sistema solar (Bregman et al. 1987; Campins & Ryan 1989; Hanner et al. 1990; Lynch et al. 1992). También se observan similitudes con los espectros de objetos estelares jóvenes de masa intermedia (HAeBes; ver por ejemplo, Bouwman et al. 2001; Meeus et al. 2001; van Boekel, 2005) y con los de estrellas de masa baja (T Tauri; ver por ejemplo, Kessler-Silacci et al. 2006; Sergent et al. 2006). Algunos de estos perfiles o rasgos espectrales se deben a la presencia de granos de silicio (silicatos) tanto de estructura amorfa como cristalina.

En este Trabajo Final se analizarán espectros en el infrarrojo medio (8–13 μ) de una muestra de estrellas de tipo FU Orionis (8 en total). A partir de los perfiles que se encuentren presentes en los espectros, se realiza un análisis mineralógico para, de esta manera, inferir el estado evolutivo de los discos y el grado de procesamiento de los granos de polvo en los mismos.

Capítulo 1

El Fenómeno FU Orionis

1.1. Formación de estrellas de masa baja

En las últimas décadas se ha acumulado evidencia que muestra que las estrellas de masa baja, se forman mediante un proceso de acreción de gas y polvo de las nubes moleculares. Estas nubes contienen, básicamente, hidrógeno molecular H_2 con densidades de $\sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$ y tienen temperaturas de $\sim 10 \text{ K}$. El perfil de la densidad de estas nubes no es uniforme sino que presenta zonas de mayor densidad ($10^4\text{--}10^5 \text{ cm}^{-3}$) que constituyen los llamados núcleos moleculares densos (o “dense cores”).

Las propiedades físicas más importantes de estos núcleos han sido determinadas a través de trazadores de alta densidad tales como: la línea NH_3 en 1.3 cm y la del $CS(J=1-2)$ en 3 mm. Sus temperaturas son bajas ($\sim 10 \text{ K}$), presentan tamaños típicos de $\sim 0.1 \text{ pc}$ y masas del orden de unas pocas M_\odot (Benson & Myers 1989). En estos núcleos de amonio es donde, específicamente, se produce la formación de la nueva estrella de masa baja.

En la Figura 1.1 se muestra una representación esquemática de las diferentes etapas evolutivas de la formación de una estrella de masa baja, desde que es solamente una nube de gas y polvo hasta que alcanza la Secuencia Principal. Este proceso se inicia con la fragmentación de la nube madre, seguido por el colapso gravitacional de un núcleo molecular denso (panel (a) de la Figura 1.1), donde el gas y el polvo del núcleo comienzan a caer hacia el centro del mismo; poco a poco se va acretando el material que formará la nueva estrella.

En esta etapa de la evolución, la masa de la envolvente que colapsa es mucho mayor que la del objeto central. Actualmente existen evidencias espectroscópicas del colapso el cual produce líneas con perfiles con una asimetría de dos picos y una absorción central. El pico azul es más intenso que el rojo (Zhou & Evans 1994, Mardones et al. 1997). Simultáneamente con el colapso, se producen vientos de alta velocidad que dan origen a los llamados flujos bipolares moleculares altamente colimados y muy energéticos como muestra el panel (b) de la Figura 1.1. Estos flujos permiten la liberación de parte del exceso del momento angular del objeto central, que de otra manera lo llevaría a su ruptura. Las edades típicas de estos objetos es de $\sim 10^4$ años (André et al. 1993).

En una etapa posterior de la evolución, el objeto central ha acumulado la mayor parte de la masa, que inicialmente yacía en la envolvente. En este momento, se forma un disco circunestelar en la zona ecuatorial (ver panel (c) de la Figura 1.1) a través del cual el objeto central continúa acretando material, si bien a tasas más moderadas que en la etapa anterior. Los flujos bipolares moleculares limpian el material de la zona polar. Estos objetos tienen edades de $\sim 10^5$ años y, como en la etapa anterior, se encuentran embebidos en el gas y polvo de la nube madre. La alta extinción ($A_V \gtrsim 50$ mag) así como también sus bajas temperaturas 10–70 K hacen que sólo sea observables en longitudes de onda milimétricas o del infrarrojo medio y lejano (Kenyon et al. 1990).

Los flujos bipolares moleculares, que en el óptico se manifiestan como jets y/u objetos HH, permite que los fotones de la incipiente fotosfera estelar escapen del material de la nube circundante y que el objeto en formación comience a ser observado ópticamente, como una estrella T Tauri clásica en una primera etapa y luego como una estrella T Tauri con emisión débil. Las estrellas T Tauri clásicas poseen discos de acreción mediante el cual la estrella central sigue ganando masa, esto es esquematizado en el panel (d) de la Figura 1.1. En esta etapa la envolvente ha sido completamente agotada y los flujos bipolares o bien han disminuido considerablemente o se han extinguido. La edad promedio de este tipo de estrellas T Tauri es de $\sim 10^6$ (Hartmann et al. 1991).

Finalmente, cuando el objeto central alcanza una edad de $\sim 10^7$ años, el disco se transforma en un disco remanente de gas y polvo que no transfiere masa al centro estelar como se muestran en el panel (e) de la Figura 1.1. Esta etapa de la evolución se conoce como estrella T Tauri con emisión débil. En estos discos es donde se espera

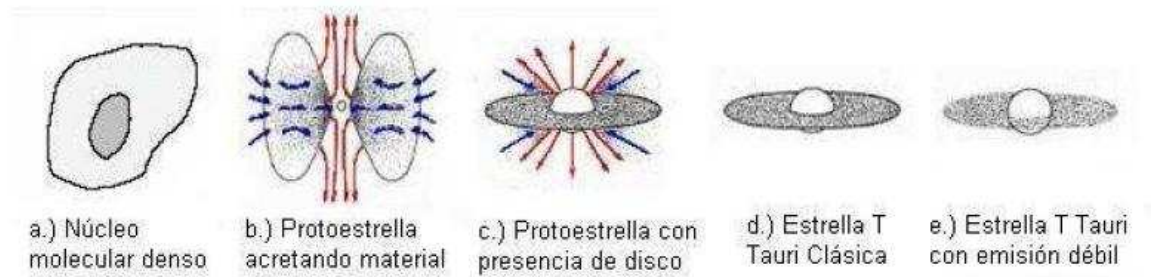


Figura 1.1: Diagrama esquemático de la secuencia evolutiva de una estrella de masa baja. Este esquema ha sido adaptado de los trabajos de Lada (1987), André, Ward-Thompson & Barsony (1993) y Chen et al. (1995).

se produzca la formación de planetas.

Lada (1987) propuso una categorización de este esquema evolutivo, teniendo en cuenta la forma de la distribución espectral de energía (SED) que se observa en estos objetos. Se distinguen 3 categorías: Clase I, fuentes con una SED con una sobre emisión en el infrarrojo creciente hacia longitudes de onda mayores que $2 \mu\text{m}$; Clase II, SED con exceso en el infrarrojo, pero plana, o decreciente hacia longitudes de onda mayores que $2 \mu\text{m}$; Clase III, la SED puede ser modelada con un cuerpo negro con nula, o muy poca sobre emisión en el infrarrojo. Observaciones posteriores permitieron definir una nueva categoría, la Clase 0: el pico de la SED se encuentra en el milimétrico, modelada como un cuerpo negro a $20\text{--}30 \text{ K}$, y no son observables para $\lambda < 20 \mu\text{m}$.

Esta clasificación sigue el esquema evolutivo en la etapa de formación de las estrellas. La Clase 0 altamente embebidas o incrustadas en la nube madre, asociada con flujos bipolares moleculares altamente colimados y muy energéticos (edades de $\sim 10^4$ años). Los objetos de Clase I tienen asociado una envoltente y un disco circunestelar y flujos bipolares, pero menos colimados y menos energéticos. Aun están altamente embebidas en la nube molecular madre ($\sim 10^5$ años). En los objetos de Clase II la envoltente ya ha desaparecido casi en su totalidad, y el exceso en el infrarrojo proviene de un disco circunestelar en acreción y los flujos bipolares han disminuido considerablemente su actividad ($\sim 10^6$ años). Estos objetos son las estrellas tipo T Tauri clásicas. La Clase III representa la última etapa en la formación estelar. El disco ha desaparecido casi por completo, quedando solamente un disco remanente de escombros pasivo, sin acreción ($\sim 10^7$ años). Esta Clase son las estrellas tipo T Tauri con emisión débil. En la Figura 1.2 se esquematiza la secuencia evolutiva en la for-

mación de las estrellas. En el panel izquierdo se ve la SED observada, y en el panel izquierdo el modelo propuesto que genera esa distribución de energía.

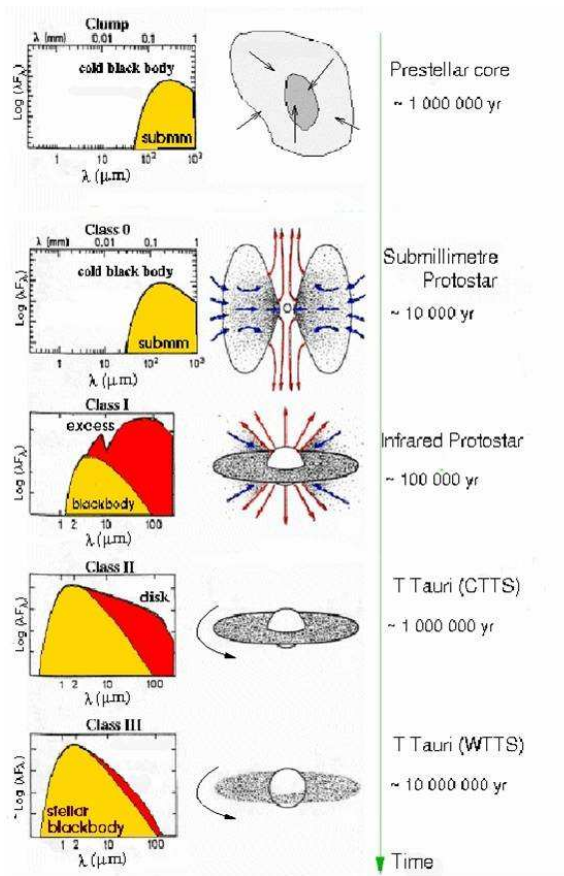


Figura 1.2: Esquema evolutivo de las SEDs. En el panel izquierdo se muestra las SEDs observadas. En el panel derecho el modelo que genera la correspondiente SED. Este esquema ha sido adaptado de los trabajos de Lada (1987), André, Ward-Thompson & Barsony (1993) y Chen et al. (1995).

1.2. Evolución de los discos circunestelares

Como vimos en la sección anterior, el escenario para la formación de estrellas de masa baja presenta dos elementos fundamentales: los discos y los jets que resultan del mismo proceso de formación de la estrella central. Imágenes de discos y jets tomadas

con el “HST” (por sus siglas del inglés Hubble Space Telescope) confirman este modelo o escenario para las estrellas de masas similares al Sol. La Figura 1.3 muestra cuatro imágenes de discos de canto asociados con estrellas de masa baja. La imagen superior derecha corresponde a IRAS 04302+2247, es una combinación en colores falsos de imágenes de banda ancha, F110W ($1.1 \mu\text{m}$), F160W ($1.6 \mu\text{m}$) y F205W ($2.05 \mu\text{m}$), tomadas por la cámara NICMOS (Padgett et al. 1999). IRAS 04302+2247 es uno de los YSOs (por sus iniciales del inglés “Young Stellar Object/s”) más espectaculares que han sido observados por el HST. En esta imagen predomina una banda opaca (silueta de un disco) que se cruza por el centro de la nebulosa de reflexión asociada con este objeto.

El panel superior derecho de la Figura 1.3 muestra una imagen de resolución alta en el infrarrojo cercano de la silueta del disco de canto en Orión 114-426 (McCaughrean et al. 1998). En la parte inferior izquierda de la Figura 1.3 observamos una imagen de HH 30. En ella se aprecia el contorno de un disco de canto, el cual es puesto en evidencia por la luz de una nebulosa brillante de fondo. También vemos en color verde un jet que es perpendicular al disco. Esta imagen es una combinación en colores falsos de las imágenes individuales tomadas con la cámara WFCP2 usando los filtros F675W –en color verde– y F814W –en color amarillo– (Burrows et al. 1996). Finalmente, en el panel inferior derecho de la Figura 1.3 se muestra el disco de HK Tau/c que aparece como una línea oscura que biseca una nebulosa de reflexión. Ésta es una imagen en colores falsos tomada con la cámara WFCP2 usando los filtros F675W y F814W (Stapelfeldt et al. 1998).

No cabe duda, entonces, sobre la existencia de discos en objetos de Clase II (edades $\sim 10^6$ años). Como se dijo, la carencia de excesos infrarrojos significativos para la gran mayoría de los objetos de clase III (edades $\sim 10^7$ años) resulta llamativa. La Figura 1.4 sugieren una posible secuencia evolutiva para los discos. El material de los discos se agotaría desde la zona interna hacia la zona externa. El panel superior representa una estrella joven con una edad del orden de 1×10^6 años, con un disco masivo, rico en gas y polvo. El panel intermedio, ejemplificado por la estrella Fomalhaut, con una edad del orden de 100×10^6 años, presenta un disco más evolucionado, donde la masa de gas es mucho menor a la de la etapa anterior. En esta etapa parte del material del disco puede haberse utilizado en la formación de planeta/s. Finalmente estos discos llegarían a su etapa de discos “debris” o discos de escombros representado en el panel inferior. Un sistema con un anillo de objetos en la parte más externa y planetas orbitando en la zona interna, similar al Sistema Solar ($\sim 1000 \times 10^6$ años). Las

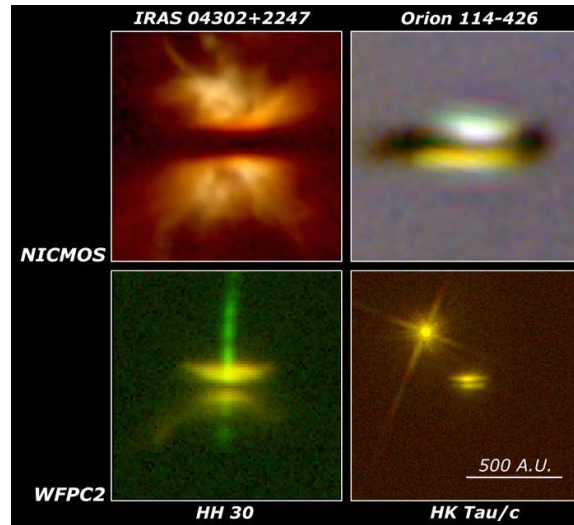


Figura 1.3: Imágenes de cuatro discos de canto observados por el HST. Todas ellas tienen la misma escala (1200 UA). *Paneles superiores*: IRAS 04302+2247 y Orión 114-426, combinaciones en colores falsos de imágenes individuales en banda ancha –F110W ($1.1 \mu\text{m}$), F160W ($1.6 \mu\text{m}$), F205W ($2.05 \mu\text{m}$)– tomadas con la cámara NICMOS (Padgett et al. 1999, McCaughrean et al. 1998). *Paneles inferiores*: HH 30 y HK Tau/c, combinaciones en colores falsos de imágenes individuales en banda ancha –F675W, F814W– obtenidas con la cámara WFPC2 (Burrows et al. 1996, Stapelfeldt et al. 1998).

colisiones entre los cuerpos que componen el anillo, análogo al Cinturón de Kuiper del Sistema Solar, repueblan de polvo el mismo. Este polvo es observado como la llamada “Luz Zodiacal”.

Notar que este esquema evolutivo no contempla la presencia de discos en objetos con edades correspondientes a la Clase III ($\sim 10^7$ años). Padgett et al. (2006) y Cieza et al. (2007) han utilizado el instrumento MIPS (“Multiband Imaging Photometer for Spitzer”) del telescopio Spitzer para buscar excesos en 24 y $70 \mu\text{m}$ en objetos de Clase III o estrellas T Tauri con débil emisión (WTTS). Si bien detectaron excesos en algunas de ellas, el principal resultado sigue siendo la “aparente” carencia de estos excesos en la gran mayoría de los objetos observados. Este es un tema de gran interés que, desafortunadamente, queda abierto por el momento.

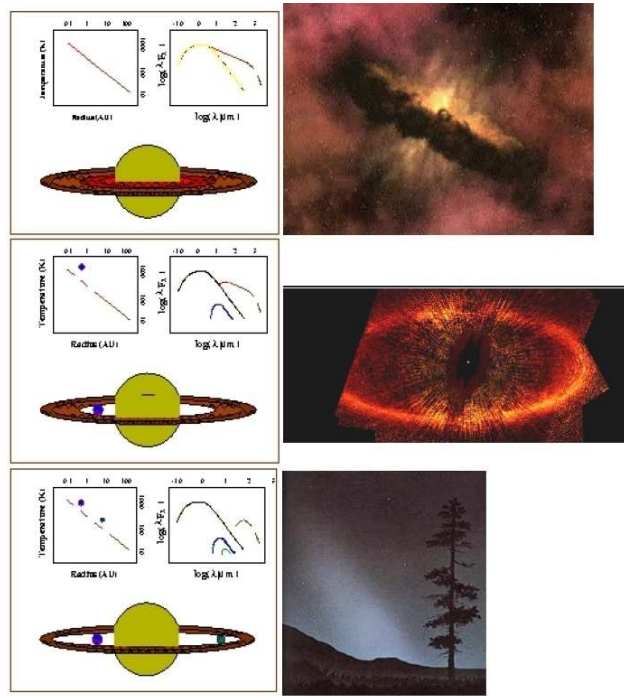


Figura 1.4: Esquema representativo de la evolución de los discos circunestelares. El primer panel muestra la SED para una estrella joven de tipo T Tauri ($\sim 10^6$ años) con un disco rico en gas y polvo. El panel intermedio representa una estrella con una edad de $\sim 10^8$ años. En esta etapa el material interno ha comenzado a agotarse, pudiendo haberse formado un planeta/s en esa región. Finalmente el panel inferior puede observarse la emisión para un sistema similar al solar ($\sim 10^9$ años), donde las colisiones entre objetos similares a los que componen el cinturón de Kuiper producirían polvo, que se manifiesta como la "Luz Zodiacal" en ese sistema. Figura adaptada de los sitios web: <http://hubble.nasa.gov>, <http://starryskies.com/articles/dln/4-98/zodiaco3a.jpg> y www.spitzer.caltech.edu (The cores to disks (c2d) Legacy Project (PI: Neal Evans)).

1.3. Estrellas de tipo FU Orionis

1.3.1. Antecedentes históricos

Los objetos estelares jóvenes (YSOs) evidencian variabilidades fotométricas de distinta índole. En general estas variaciones son de forma irregular. En otros casos variaciones de corto, (días – semanas) y largo (de meses – años) período ocurren simultáneamente. Las amplitudes típicas de estas variaciones están entre 0.1 y 1 mag (ver, por ejemplo, Menard & Bertout 1999).

En 1937 (Wachmann 1954) se observó en una estrella un incremento de brillo (de

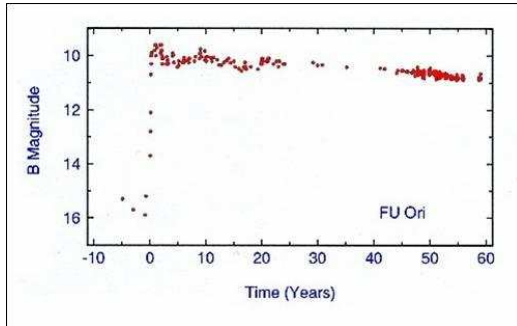


Figura 1.5: Curva de luz en la magnitud B de FU Ori. Figura adaptada del trabajo de Kenyon (1998).

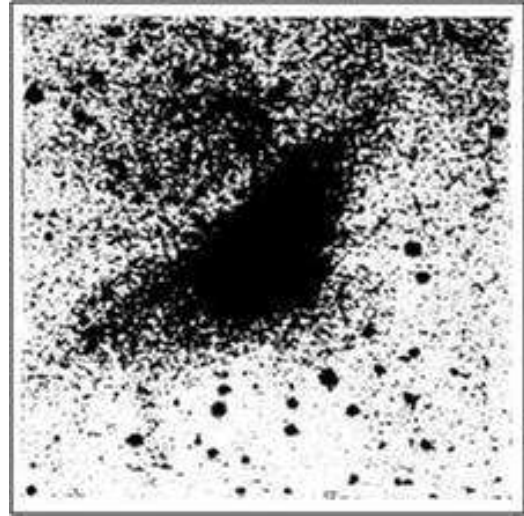


Figura 1.6: Imagen digital de la placa fotográfica de FU Ori tomada por Wachmann (1954).

tipo explosivo) en el óptico de 6 magnitudes como se muestra en la curva de luz de la Figura 1.5 (Kenyon 1998). La estrella en cuestión es FU Orionis. En un principio se pensó que era un evento tipo nova. Sin embargo imágenes de placas fotográficas mostraban que existía una cierta estructura (nebulosa de reflexión – remanente de la envoltura que colapsa –) rodeando al objeto (Figura 1.6) que no podía ser explicada si se trataba de una nova. Recién en la década del '60 FU Orionis fue asociada a una región de formación estelar (Herbig 1966).

En la década siguiente se observaron otras dos estrellas (V1057 Cygni y V1515 Cygni) que experimentaron un incremento repentino de brillo similar al de FU Orionis (Herbig 1977). En los tres casos, al aumento de brillo, le siguió un decaimiento lento, como se puede observar en las curvas de luz en la banda B de la Figura 1.7. V1057 Cygni y V1515 Cygni, no sólo presentaban una curva de luz similar a FU Orionis, sino que también se les observó una estructura nebulosa (nebulosas de reflexión) rodeando dichos objetos. Los objetos estelares (jóvenes) que presenta variaciones fotométricas como las evidenciadas por FU Orionis, V1057 Cygni y V1515 Cygni son conocidas en la literatura como estrellas de tipo FU Orionis o FUORs.

En la década del '70 ya se desarrolló el primer modelo de disco circunestelar

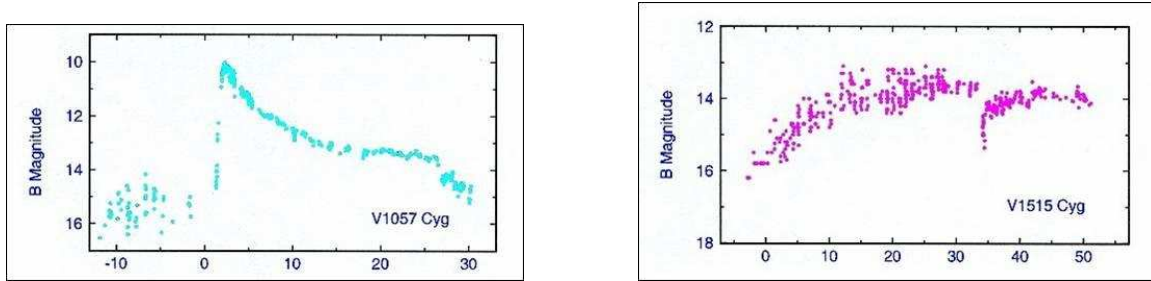


Figura 1.7: Curvas de luz de V1057 Cygni (*izquierda*) y V1515 Cygni (*derecha*) . En ambos casos se observa un incremento repentino en el brillo en un breve periodo de tiempo. Figuras adaptadas del trabajo de Kenyon (1998).

aplicado a estrellas en formación de tipo T Tauri, objetos descubiertos en décadas anteriores por Joy (1945). Este modelo fue presentado por Lynden-Bell y Pringle (1974) y proporcionó una herramienta teórica para explicar el proceso de acreción a través de un disco en las estrellas en formación. Más adelante se discutirá cómo la teoría de un disco de acreción predice naturalmente el fenómeno FU Orionis.

Disco de acreción

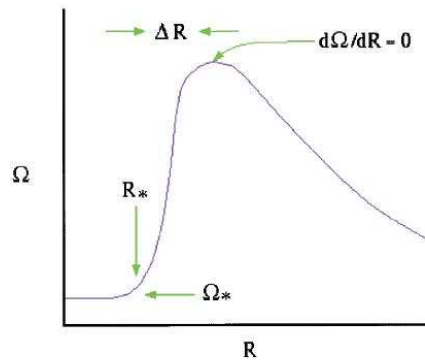


Figura 1.8: Curva esquemática de la velocidad angular del disco. La zona donde se produce un frenado abrupto del material que cae hacia el centro estelar se conoce como zona de transición, o "boundary layer". Figura adaptada del trabajo de Hartmann (1998).

Las teorías actuales de formación estelar indican que el exceso de momento angular de los núcleos moleculares densos formadores de estrellas, luego del colapso gravitatorio, lleva a que se forme un disco circunestelar, el cual es sustentado por la propia rotación kepleriana del mismo (Bodenheimer 1995). Esto implica que la velocidad de rotación disminuye con la distancia a la estrella central. Los discos circunestelares existen durante un periodo de $\sim 10^6$ años, están compuestos de gas y polvo, tienen tamaños típicos de entre 10 y 1000 UA (Padgett et al. 1999) y tienen una masa del orden de $0.01 M_{\odot}$ (Beckwith et al. 1990, Osterloth & Beckwith 1995).

La Figura 1.8 esquematiza el comportamiento de la velocidad angular del disco en función de la distancia a la estrella. Se puede apreciar que existe un $\Delta R \ll R_*$ en el cual la velocidad de rotación disminuye abruptamente, desde unas centenas de kilómetros por segundo (velocidades máximas típicas que alcanza el disco, Hartmann & Kenyon 1987b) hasta a penas un par de decenas de kilómetros por segundo, que son las velocidades de rotación “típicas” de las estrellas de tipo T Tauri (Hartmann et al. 1986, Hartmann & Stauffer 1989, Bouvier et al. 1993). En esta zona, conocida como “*boundary layer*” o zona de transición, es donde se produce la caída de materia del disco hacia la estrella, a una tasa típica del orden de $\sim 10^{-6} M_{\odot}/\text{año}$.

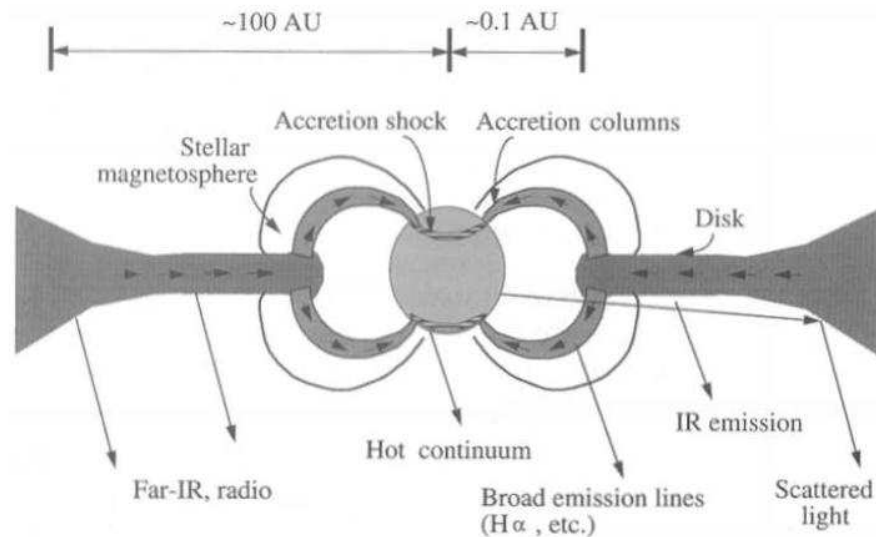


Figura 1.9: Representación esquemática de la acreción magnética. Figura adaptada del trabajo de Hartmann (1998).

Sin embargo en este tipo de estrellas los campos magnéticos son considerablemente intensos, lo que provoca que la materia no caiga directamente hacia la estrella, sino que el campo magnético redireccione el material a través de las líneas de campo, provocando, consecuentemente, un truncamiento del disco en la zona de transición. Este efecto se conoce como acreción magnética y está esquematizado de una forma simplificada en la Figura 1.9.

1.3.2. Grupo Prototipo de las FU Orionis

Al grupo de estas tres estrellas (FU Orionis, V1057 Cyg y V1515 Cyg) se los conoce como el Grupo *Prototipo* de las estrellas FU Orionis, ya que fueron las primeras a las cuales se les descubrió el fenómeno. Estos objetos, como se dijo, presentan una variabilidad fotométrica de varias magnitudes en el óptico que los caracteriza. Sin embargo estas variaciones no son idénticas.

Si bien en los tres casos se observa un incremento repentino de brillo en varias magnitudes y un posterior decaimiento más lento, eso no ocurre de la misma forma (ver Figuras 1.5 y 1.7). FU Orionis y V1057 Cygni alcanzaron su máximo de brillo al cabo de unos meses, mientras que V1515 Cygni lo alcanzó en más o menos 10 años. El posterior decaimiento tampoco fue igual en ninguno de los casos: FU Orionis fue decayendo muy lentamente, mientras que V1057 Cygni sufrió un decaimiento muy acelerado al principio, que luego se fue frenando con el tiempo, sin embargo continúa disminuyendo a una tasa más moderada. Por otro lado, V1515 Cyg no aparenta estar disminuyendo su brillo de manera significativa. De todos modos se espera que los tres objetos vuelvan a su brillo original, anterior al estallido, al cabo de unas cuantas décadas, después del mismo.

La variabilidad fotométrica que presenta este grupo constituye la característica más evidente, la más notoria, y por lo tanto la más conocida por ser lo primero que se observa. Sin embargo, este criterio no alcanza para asegurar la pertenencia al grupo de las FU Orionis (FUORs), ya que otros objetos también presentan variabilidades fotométricas de características similares a las observadas en las FUORs; tal es el caso de las binarias cataclísmicas, por ejemplo (Figura 1.10, Kenyon 1998), o el estallido de una nova.

En la actualidad, para determinar la pertenencia de una dada estrella a la clase de

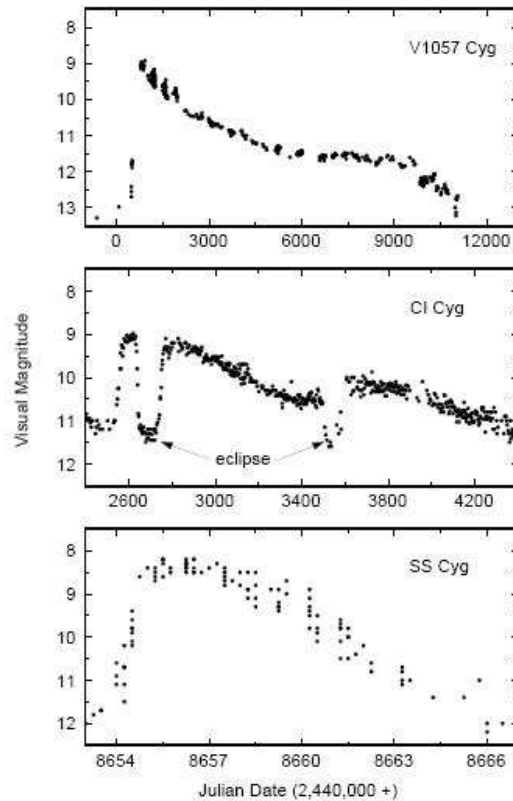


Figura 1.10: Curva de luz en el visual de V1057 Cyg (*arriba*) comparado con dos binarias, una cataclísmica (*abajo*) y una simbiótica (*medio*). Se puede ver una estructura muy similar en las curvas de luz de los tres objetos. Figura adaptada del trabajo de Kenyon (1998).

las FUORs, se consideran no solamente la variación fotométrica descrita si no también otras propiedades que confirman su estado de estrella de Pre-secuencia Principal y características adicionales (tanto espectroscópicas como fotométricas) que resultan consecuencia directa de la presencia de discos en acreción alrededor de estos objetos.

1.3.3. Características generales del Grupo Prototipo

1.3.4. Indicadores de juventud

Los objetos FUORs son objetos jóvenes, que están asociados espacial y dinámicamente con regiones de formación estelar (Herbig 1966, 1977; Hartmann & Kenyon 1985, 1987a, b; Hartmann et al. 1989) y además tienen asociadas nebulosas de reflexión, como puede apreciarse en la Figura 1.6 (ver, también, Goodrich 1987). Todas ellas evidencian, además, la presencia de la línea del Li (en 6708 Å), indicador indiscutido de juventud para las estrellas de tipo solar.

El Li es un elemento cuya fusión termonuclear se produce a una temperatura de unos $2,5 \times 10^6$ K, por debajo de los 3 millones de grados que se requiere para que se encienda el ciclo p-p, por lo que en estrellas de masa baja la convección se encarga de que se quemé todo el Li antes de que la estrella llegue a la Secuencia Principal. De este modo, observar la presencia del litio es un fuerte indicador de juventud ya que implica que no ha transcurrido suficiente tiempo para la estrella llegue a la Secuencia Principal.

1.3.5. Indicadores de la presencia de un disco en acreción

En esta sección se describirán una serie de características fotométricas y espectroscópicas que presentan las estrellas *Prototipo* de la clase de las FU Orionis las cuales resulta evidencia indirecta de la existencia de un disco (en acreción) asociado con las mismas.

Excesos de emisión en el infrarrojo

Otra característica fotométrica, además de la variabilidad dada por el estallido, es el exceso de emisión en la región infrarroja del espectro electromagnético no asociada a la emisión producida por la estrella. En la Figura 1.11 se muestran las distribuciones espectrales de energía de V1057 Cyg y V1515 Cyg, en las cuales se puede apreciar la existencia de un exceso de emisión en ambos objetos en la región infrarroja del espectro, no atribuibles a la fotosfera estelar representada por la planckiana en esa misma figura.

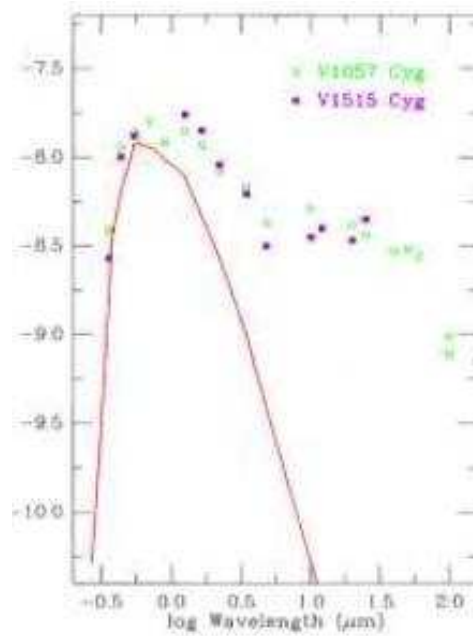


Figura 1.11: Distribuciones espectrales de energía de V0157 Cyg y V1515 Cyg, evidenciando un exceso de emisión en el infrarrojo con respecto a una planckiana (línea continua). Figura adaptada del trabajo de Hartmann & Kenyon (1996).

El escenario propuesto para explicar este exceso de emisión es esquematizado en la Figura 1.12. Se considera un disco de gas y polvo rodeando la estrella y se supone que éste está compuesto por anillos de un espesor ΔR a una temperatura T , que disminuye con la distancia a la estrella central, puesto que es ésta la que lo calienta. Cada anillo emite como un cuerpo negro a la temperatura que se encuentra. La contribución total al espectro de energía será la convolución de todas las planckianas correspondientes a cada anillo y la de la fotosfera estelar. De acuerdo a la ley de Wien ($\lambda_{max}T = cte$) los anillos más fríos contribuyen en longitudes onda más largas que los anillos más calientes, y se obtiene como resultado una distribución de energía como la que se esquematiza en el panel superior derecho de la Figura 1.11.

Variación del tipo espectral con la longitud de onda

Cuando se observa en el óptico a los objetos de tipo FU Orionis, los tipos espectrales que se determinan son tipo F - G, con temperaturas entre 7000 y 6000 K,

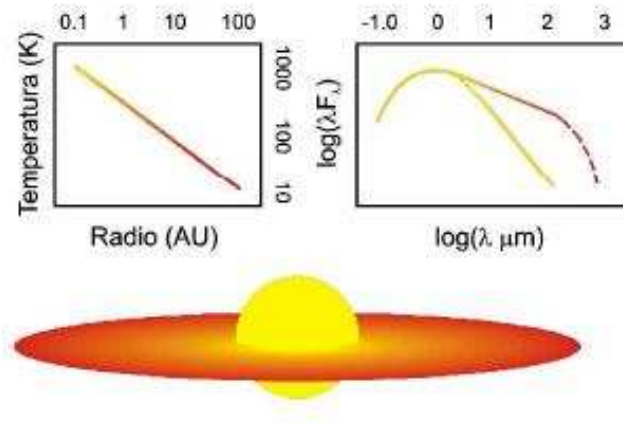


Figura 1.12: Representación esquemática del exceso de emisión en el infrarrojo como consecuencia de un disco circunestelar calentado por la estrella y que presenta un gradiente de temperatura.

mientras que si se las observa en el infrarrojo cercano (alrededor de $2 \mu\text{m}$), los tipos espectrales que se les asignan son M ($T \sim 3000 \text{ K}$; Mould et al. 1978). Esto se debe a que el disco presenta un gradiente de temperatura decreciente con la distancia a la estrella central. A medida que nos vamos alejando de la estrella, el disco emite a temperaturas cada vez más frías (ver Figura 1.12), por lo que las zonas más alejadas contribuyen más al infrarrojo, mientras que las zonas internas contribuyen fuertemente al óptico.

Este fenómeno se vuelve notorio en las FUORs debido a que durante estos eventos el disco se torna muy brillante, superando incluso al brillo de la propia estrella. La temperatura efectiva y la gravedad superficial del disco son similares a los de la estrella, lo que hace que se vean espectros tipo estelares (Hartmann 1998).

Variación de los anchos de las líneas con la longitud de onda

Los anchos equivalentes de las líneas en el óptico son mayores que los de las líneas en el infrarrojo (Hartmann & Kenyon 1987b). La Figura 1.13 compara los anchos de dos líneas espectrales en el óptico (6710 \AA) y en el infrarrojo cercano ($2.2 \mu\text{m}$) para V1057 Cyg y FU Orionis, respectivamente. Dada la rotación kepleriana del disco, las regiones interiores, más calientes del disco rotan con mayor velocidad que las regiones

más alejadas y frías, que rotan más lentamente. Las regiones más calientes contribuyen, principalmente en el óptico, en tanto que las más frías lo hacen en mayor medida en el infrarrojo. En consecuencia, los perfiles en el óptico se observan más ensanchados que los del infrarrojo. La Figura 1.14 indica esquemáticamente este efecto.

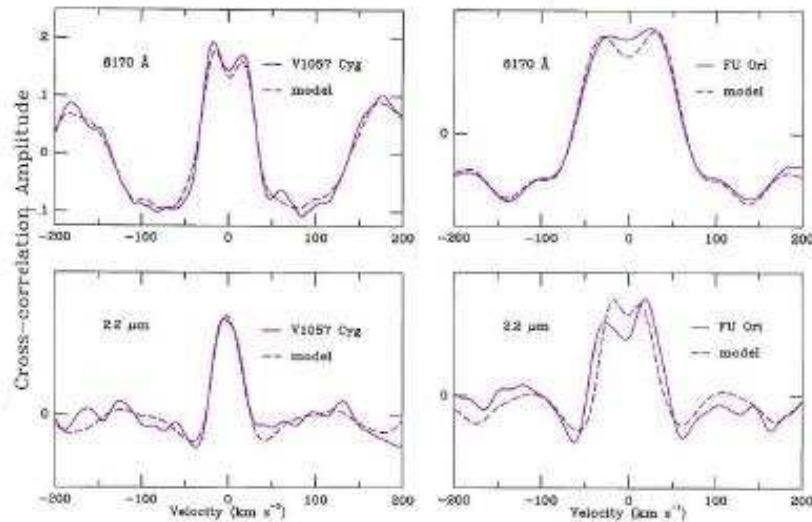


Figura 1.13: Líneas espectrales ensanchadas como consecuencia de la rotación del disco. En el panel superior se ven perfiles, en el óptico, más ensanchado que los del panel inferior, en el infrarrojo cercano, para los casos de V1057 Cyg y FU Ori. Figura adaptada del trabajo de Hartmann & Kenyon (1996).

Líneas con doble pico

Otra consecuencia de la presencia de un disco en rotación es que en los espectros de resolución alta, la gran mayoría de las líneas espectrales evidencian la presencia de perfiles con doble pico, como se puede observar en los espectros de la Figura 1.15

Para explicar este efecto se recurre a la Figura 1.16, donde se muestra como un disco rotante forma los dos picos de las líneas. Las regiones que al rotar se alejan del observador son las que forman el pico corrido hacia el rojo, mientras que las regiones que se acercan al observador debido a la rotación son las que forman el pico hacia el



Figura 1.14: Representación esquemática de la rotación kepleriana del disco.

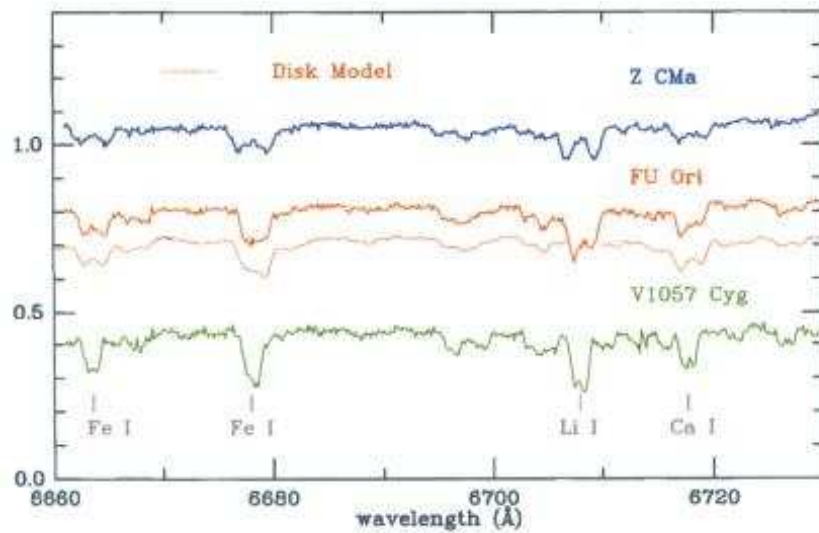


Figura 1.15: Espectros de resolución alta de tres FUORs que evidencian líneas con doble pico. Figura adaptada del trabajo de Hartmann & Kenyon (1996).

azul. Las zonas que permanecen quietas respecto al observador son las que conforman el cuerpo de la línea.

Cabe mencionarse que si resolución espectral no es lo suficientemente alta, sólo se observa el ensanchamiento de las líneas espectrales al disminuir la longitud de onda. Para la observación de los perfiles con doble pico es necesario recurrir a resoluciones

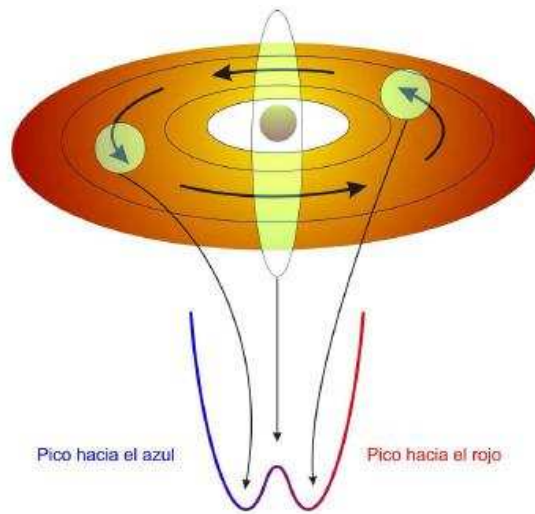


Figura 1.16: Esquema representando el origen del doble pico por efecto doppler, como consecuencia de la rotación del disco.

espectrales muy elevadas, a menos que las velocidades de rotación sean muy elevadas.

Líneas con perfiles P Cygni

El perfil P Cygni es el esquematizado en el panel (a) de la Figura 1.17: un perfil asimétrico con una emisión corrida hacia el rojo y una absorción corrida hacia el azul. El panel (b) de la misma figura, explica este perfil. Un viento con simetría esférica expandiéndose a alta velocidad produce una línea ensanchada. La región 1 contribuye a la emisión en la línea de visión, tanto en emisión hacia al azul como hacia al rojo. La región 2 contribuiría a la emisión con mayor corrimiento hacia el rojo, sin embargo esta emisión es ocultada por el propio disco estelar. Por último, el material en la región 3 absorbe la luz estelar, produciendo la absorción corrida hacia el azul. Finalmente la combinación de los efectos producidos por cada una de las tres regiones mencionadas, origina el perfil mostrado en el panel (a).

Ahora bien, considérese la situación mostrada en el panel (c), en donde la estrella está rodeada por un disco circunestelar (opaco) a alguna inclinación respecto a la línea de la visual. En este caso, la región 2 de ocultación es mucho mayor. Esto elimina la emisión del material corrido hacia el rojo, en distinta medida dependiendo del

ángulo de inclinación del disco, llegando al caso extremo cuando el disco se encuentra en el plano del cielo, en donde toda la emisión hacia el rojo es suprimida y quedando sólo la absorción corrida hacia el azul. En este caso se obtiene el perfil esquematizado en la panel (d). La Figura 1.18 muestra este tipo de perfil para cuatro estrellas de tipo FU Orionis (las tres *prototipo* y Z CMa, que como se verá pertenece al llamado grupo ampliado de las FUORs). Notar que la emisión corrida hacia el rojo se vuelve prácticamente indistinguible o bien inexistente. Nuevamente esto constituye otra evidencia indirecta de la presencia de discos circunestelares en los objetos de tipo FUORs.

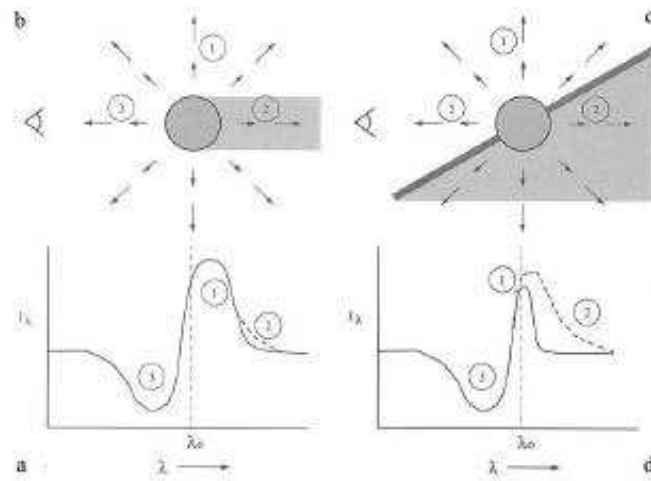


Figura 1.17: Esquema de la geometría responsable de la formación de perfiles P Cygni. Figura adaptada del trabajo de Hartmann (1998).

Presencia de las bandas de CO alrededor de $2.3 \mu\text{m}$ en absorción

Como se discutirá en la próxima sección, en la actualidad, además de las tres estrellas *prototipo* existen otros objetos que también son considerados miembros de la clase de las FUORs. Algunos de ellos presentan la característica de estar fuertemente embebidos o incrustados en la nube madre, con altos valores de extinción óptica ($A_V \gtrsim 10$). Por este motivo resulta necesario establecer criterios de pertenencia a la clase en la región infrarroja del espectro. La presencia de las bandas de CO en el infrarrojo cercano, alrededor de $2.3 \mu\text{m}$ en absorción, con perfiles ensanchados como

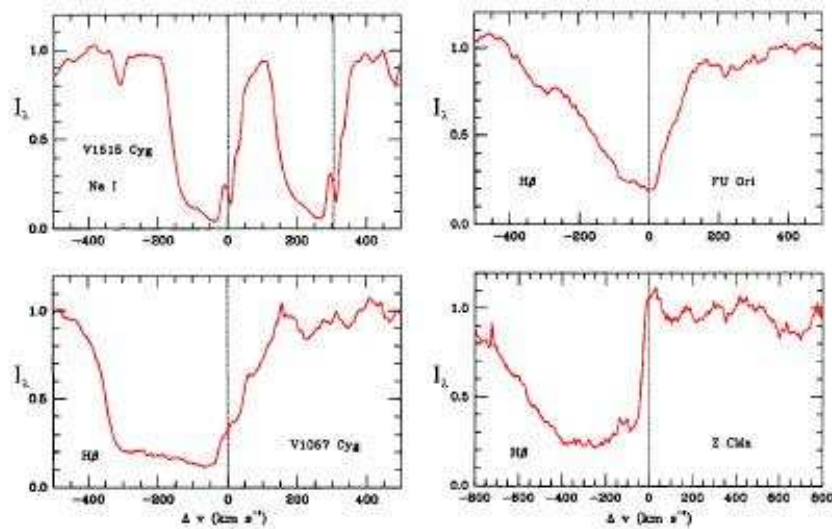


Figura 1.18: Ejemplos de perfiles P Cygni en estrellas de tipo FUORs. Se ve como la emisión hacia el rojo en algunos casos se vuelve prácticamente indistinguible (Hartmann & Calvet 1995).

consecuencia de la rotación (kepleriana) de los discos es uno de los criterios más usados en esta región espectral (Kenyon & Hartmann 1989; Reipurth & Aspin 1997, Hartmann & Kenyon 1996).

En la Figura 1.19 se muestran las bandas de CO para dos estrellas de tipo FUORs (FU Ori y V1057 Cyg) en comparación a la de una estrella gigante de tipo M (HR 867). Resulta evidente que las bandas de CO están más ensanchadas en las FUORs que en la gigante. Calvet et al. (1991) proponen que las bandas de CO se originan en las atmósferas de los discos circunestelares en rotación kepleriana alrededor de las FUORs y a ello se debe su mayor ensanchamiento.

Existe, sin embargo, un subgrupo de estrellas las cuales se presentan todas (o la mayoría) de las características descritas anteriormente, pero a diferencia de las *prototipo*, las bandas del CO se presentan en emisión. Tal es el caso de V346 Nor (Reipurth et al. 1997), V1331 Cyg, (Biscaya et al. 1997) y V1647 Ori (Reipurth & Aspin 2004a, Vacca et al. 2004, Kun et al. 2006, Gibb et al. 2006). Finalmente, otro subgrupo, evidencia perfiles de CO velados, es decir que no se presentan ni en absorción ni en emisión, como por ejemplo OO Ser (Hodapp et al. 1996), 50 N IRS 1 (Reipurth & Aspin 1997) e ISO-ChaI 192 (Gómez & Mardones 2003). En la Figura

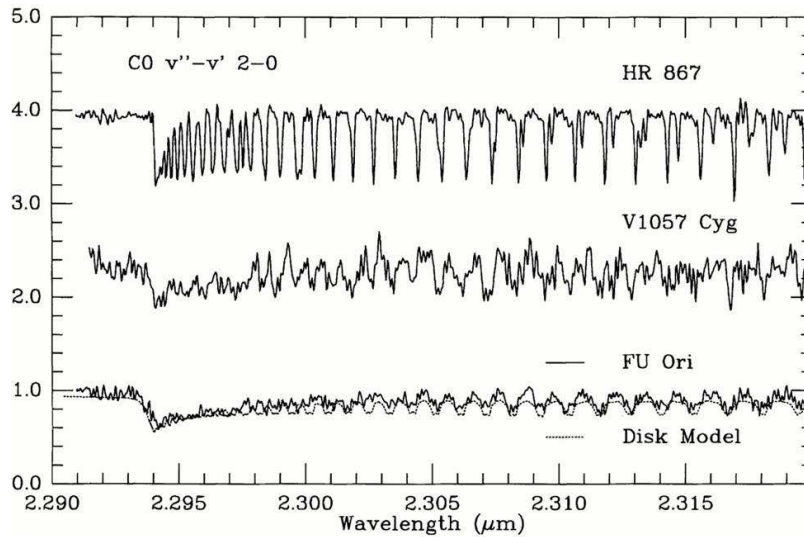


Figura 1.19: Comparación de las bandas de CO en los espectros de resolución alta de dos FUORs (FU Ori y V1057 Cyg) y una estrella gigante M sin rotación (HR 867). Se puede ver que los perfiles de las FUORs están más ensanchados que los de la gigante, como consecuencia de la rotación (kepleriana) del disco. Figura adaptada del trabajo de Hartmann & Kenyon (1996).

1.20 se puede ver el espectro de V1647 Ori (Gibb et al. 2006) con las bandas del CO en emisión. La Figura 1.21 muestra el espectro de ISO-ChaI 192 (Gómez & Mardones 2003) donde no se observan los perfiles del CO, ni en absorción, ni en emisión.

Estos objetos que presentan todas las características de las FUORs excepto la presencia del CO en $2.3 \mu\text{m}$ en absorción son considerados *candidatos* a estrellas de tipo FU Orionis. La explicación de la existencia de estos dos subgrupos puede encontrarse en las regiones internas del disco.

El disco en sí, no es un disco continuo que se funde con la estrella, sino que se encuentra truncado a una distancia de $\sim 5 R_*$ debido a la presencia de los campos magnéticos. La energía proveniente de las zonas cercanas a la región de corte del disco es la responsable del velado de los perfiles del CO. Si el espesor o la altura del disco en las cercanías del corte es similar a las regiones cercanas, entonces es de esperar que no haya un efecto importante, y los perfiles del CO se observarían en absorción. Si, por el contrario, la altura del disco en la zona del corte es comparable con el radio de la estrella, o mayor ($h_{\text{disco}} \geq R_*$), entonces esta región se puede convertir en una fuente

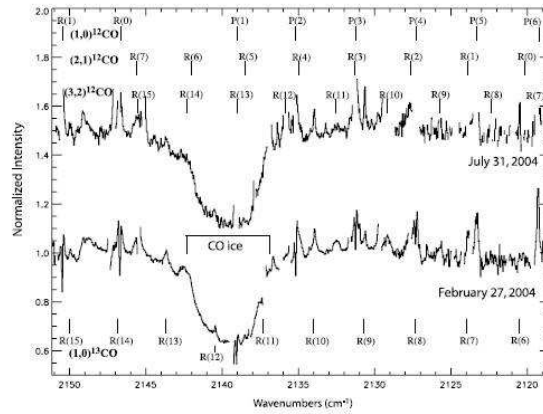


Figura 1.20: Espectro de V1647 Ori, en el cual se observan las bandas del CO en emisión. Figura adaptada del trabajo de Reipurth & Aspin (2004a).

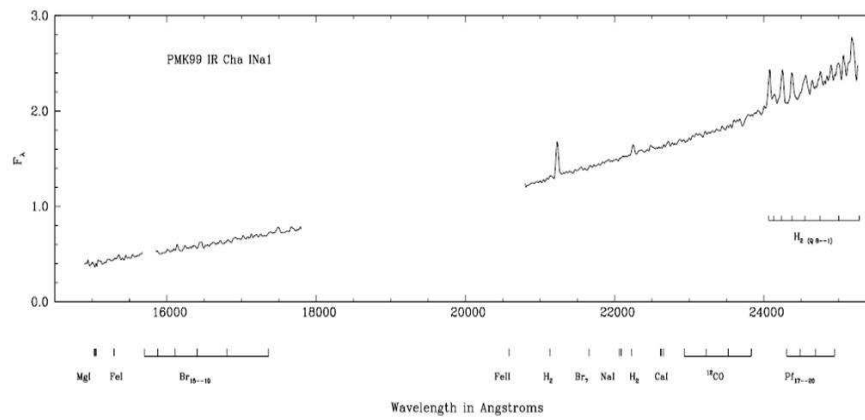


Figura 1.21: Espectro de ISO-ChaI 192, en el cual no se observa la presencia de las bandas del CO. Figura adaptada del trabajo de Gómez & Mardones (2003).

importante de energía, la cual puede velar los perfiles de CO o hacerlos aparecer en emisión. Sin embargo esto no representaría una situación estable, de larga duración. Sólo sería una etapa transitoria debida a la misma inestabilidad térmica producto del estallido FUOR. Es de esperar que una vez entrada en una etapa más estable de la evolución de la estrella central se observen los perfiles nuevamente en absorción.

1.3.6. El Grupo Ampliado de las FU Orionis

La definición o identificación de las características fotométricas y espectroscópicas descritas en la sección anterior, ha permitido ampliar el Grupo de las FU Orionis, incluyendo objetos para los cuales no se les ha observado el estallido propiamente dicho. Esto es particularmente importante para los objetos que poseen alta extinción óptica ($A_V \gtrsim 10$). En estos casos, el estallido podría escapar fácilmente a la detección. Por otro lado, la falta de uniformidad de las curvas de luz de los *prototipos* y la duración del estallido sugeriría que algunos objetos pueden haber experimentado el estallido mucho antes de que siquiera existieran las técnicas de observación. La Tabla 1.1 lista el grupo completo de las FUORs, identificadas a la fecha. En ella se incluyen tanto a las estrellas confirmadas como a las *candidatas*. Dentro de las confirmadas podemos distinguir dos subgrupos: las ópticamente visibles y las embebidas, que no son visibles en el óptico y cuya detección se realizó en el infrarrojo.

Tabla 1.1: Grupo de las FU Orionis confirmadas y candidatas

Ópticamente visibles	Embebidas	Candidatas
FU Ori	ISO-ChaI	Car I # 136
V1057 Cyg	RNO 1B/1C	Re 50 N IRS 1
V1551 Cyg	AR 6B/6B	HH 354 IRS
Z CMa	PP 13S	HH 381 IRS
V1735 Cyg	OO Ser	V733 Cep
V883 Ori	l1551 IRS 5	V1647 Ori
Parsamian 21	V1331 Cyg	
	V346 Nor	

Vale la pena remarcar un par de aspectos interesantes que presentan algunos objetos de la Tabla 1.1. Varios de ellos son sistemas binarios y algunos de estos son, además, candidatos a sistemas triples. Entre los sistemas binarios se encuentran: AR 6A/6B (Aspin & Reipurth 2003), Z CMa (Barth et al. 1994), FU Orionis (Wang et al. 2004, Reipurth & Aspin 2004) y RNO 1B/1C, Polomski et al. 2005). La propia estrella *prototipo* de la clase (FU Orionis) es un sistema binario, un resultado que no deja de ser sorprendente. Evidentemente el evento FUOR parecería no depender de la multiplicidad. Sería interesante estudiar los efectos que podrían llegar a tener la multiplicidad de las estrellas en el evento en sí. Las Figuras 1.22, 1.23 y 1.24 muestran

imágenes de estos sistemas binarios.

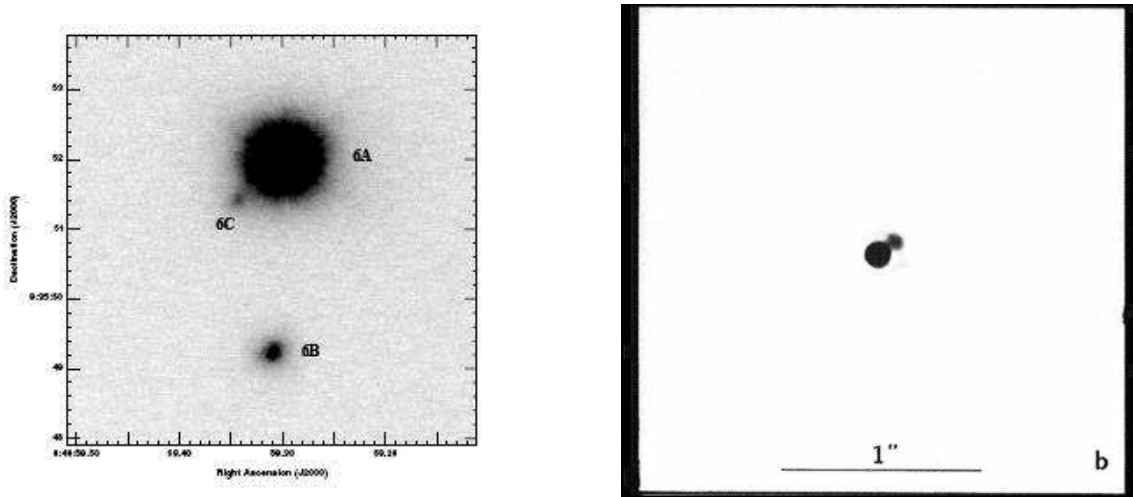


Figura 1.22: *Izquierda*: Imagen de AR 6A/6B, y lo que posiblemente sea una tercera componente, etiquetada como 6C. Figura adaptada del trabajo de Reipurth & Aspin (2003). *Derecha*: Imagen interferométrica de Z CMa. Figura adaptada del trabajo de Barth et al. (1994).

1.4. Causas del estallido

En secciones anteriores se mencionó que la causa del estallido se debía a una inestabilidad térmica en las regiones internas del disco. En esta sección vamos a justificar esa aseveración.

Los procesos de acreción de materia no son exclusivos de los objetos estelares jóvenes, sino que se producen también en otros objetos, como por ejemplo en binarias interactuantes, cataclísmicas y simbióticas (Mineshige & Osaka 1983, Smak 1984a;b, Meyer 1984, Duschl 1986a;b). En estos sistemas ocurre un efecto similar al FUOR, en el cual se origina una inestabilidad. La situación más frecuentemente considerada es la debida a una inestabilidad térmica (Frank et al. 1992).

En equilibrio térmico a una distancia R en el disco, la energía generada por viscosidad F_{vis} debe ser balanceada por la energía perdida por radiación F_{rad} . Puede

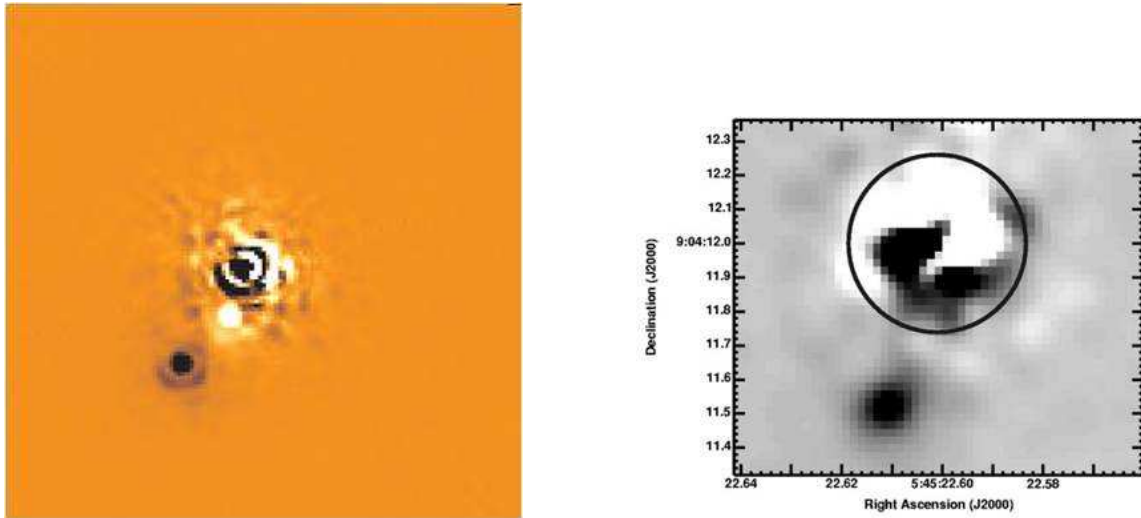


Figura 1.23: Imágenes interferométricas de FU Orionis. La del *izquierda* ha sido tomada por Wang et al. (2004). La del panel *derecha* por Reipurth & Aspin (2004).

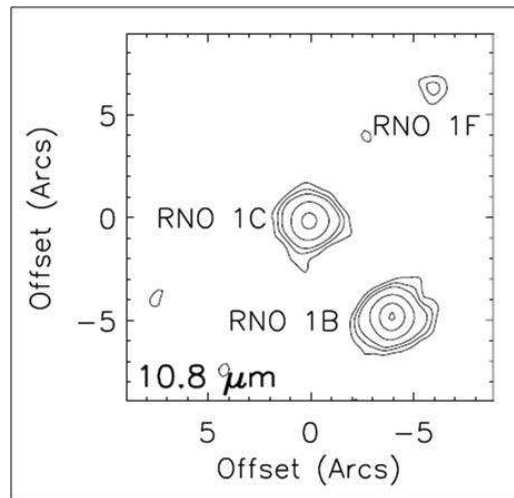


Figura 1.24: Perfiles de iso-magnitudes de RNO 1B/1C mostrando las dos componentes del sistema doble. El objeto identificado como RNO 1F es una fuente del campo, y no es una posible componente adicional del sistema. Figura adaptada del trabajo de Polomski et al. (2005).

calcularse que el balance de energía en esta situación está dado por:

$$\frac{F_{rad}}{F_{vis}} \propto \frac{T^3}{\chi_r(T, P) \cdot \Sigma^2}, \quad (1.1)$$

donde T es la temperatura interna, P la presión, Σ la densidad superficial del disco, y $\chi_r(T, P)$ es la opacidad media de Rosseland para la temperatura y presión apropiadas (D'Alessio 1996).

De la ecuación (1.1) se puede ver que si ocurre un incremento de la temperatura del disco debido a la viscosidad, entonces éste podría mantener el balance enfriándose mediante la emisión de radiación, siempre y cuando la opacidad no crezca más rápido con la temperatura que T^3 . Si esto no llegara a producirse, es decir, si la opacidad creciera más rápido con T que T^3 , entonces el disco no alcanzaría a enfriarse y se produciría una escalada o salto térmico. En este caso el disco continuaría calentándose hasta que el comportamiento de la opacidad cambie adecuadamente.

La Figura 1.25 muestra el comportamiento de la opacidad media de Rosseland en función de la temperatura para distintas densidades (panel izquierdo). En la región entre ~ 3000 K y $\sim 10^4$ K se dan las condiciones para que se produzca la inestabilidad térmica. En el panel de la derecha de la Figura 1.25, las curvas representan soluciones estables de las ecuaciones de equilibrio térmico para un disco con acreción constante, recalculadas en función de la temperatura efectiva (o la tasa de acreción) y de la densidad superficial para distintas presiones. Lo que podemos ver es que, para un anillo dado, el lugar de equilibrio térmico en el plano T - Σ forma una especie de "S", donde el pliegue se corresponde con la región para la cual la opacidad causa inestabilidad térmica.

Si ahora tomamos una de esas curvas y la esquematizamos de una forma simplificada (ver Figura 1.26), entonces tenemos en A un anillo con una temperatura y una densidad superficial bajas dados, entonces tendrá una determinada tasa de acreción. Si existiese una perturbación externa que aumentara la densidad superficial, entonces el punto de equilibrio comenzará a moverse a lo largo de la curva hacia temperaturas y tasas de acreción más elevadas. Una vez llegado a la curva de inflexión en B, un nuevo incremento de la densidad llevaría al punto de equilibrio a salirse de la curva hacia una región de inestabilidad. Por lo tanto dicho punto debe saltar hacia la rama superior en C, donde la temperatura y la tasa de acreción son mucho mayores. Este

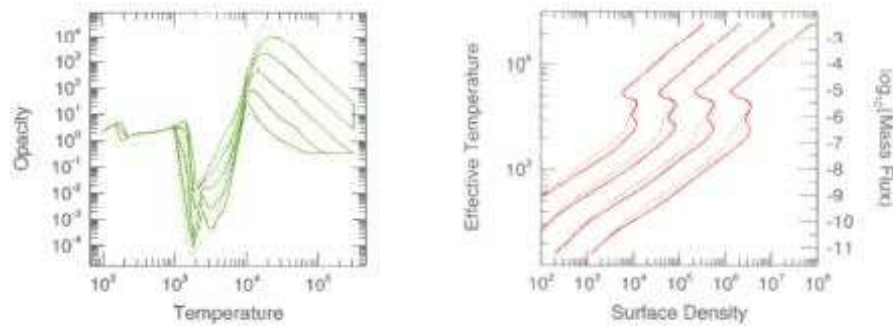


Figura 1.25: *Izquierda*: Comportamiento de la opacidad media de Rosseland en función de la temperatura, para distintos valores de presión. *Derecha*: Soluciones estables para anillos en acreción recalculadas en función de la temperatura efectiva (o tasa de acreción) y la densidad superficial, para distintas presiones. Figura adaptada del trabajo de Hartmann & Kenyon (1996).

salto en la tasa de acreción va a terminar drenando materia del anillo, provocando que el punto de equilibrio se dirija a hacia D, para luego volver a pegar un salto inverso al experimentado en B hacia A'. Con este simple esquema se presenta el escenario ideal para explicar los fenómenos FU Orionis, ya que se ve que el salto que experimenta en B lo lleva a una tasa de acreción de $\sim 10^4 M_{\odot}/\text{año}$ y a temperaturas efectivas del orden de 10^4 , que es precisamente lo que se observa.

Por otro lado, se puede ver que si la perturbación inicial continúa, entonces el proceso puede llegar a ser un fenómeno reiterativo, siempre que perdure dicha perturbación. En el caso de las FUORs, dicha perturbación está dada por la acreción de materia de la nube molecular madre hacia el disco, mediante el cual está inyectando materia y aumentando la densidad del disco. Esto explicaría por qué el evento FU Orionis se da en las etapas más tempranas de la formación estelar. Otro perturbador que podría desencadenar el evento puede ser el paso de algún cuerpo cercano.

Siguiendo este modelo, se puede ver que va a llegar un momento en la vida de una FU Orionis en la que debería producirse un salto inverso al sufrido en el estallido, sin embargo, debido a las escalas de tiempo (del orden de un siglo) y el poco tiempo que se viene observando este fenómeno, al presente se torna difícil poder detectar este efecto inverso.

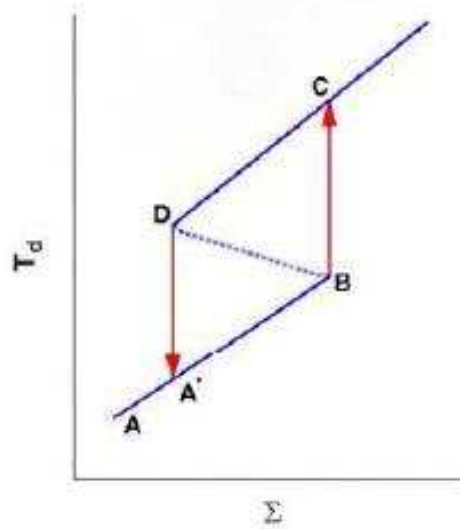


Figura 1.26: Esquematación de la inflexión de una de las curvas de la solución estable para anillos en acreción (ver Figura 1.25, panel derecho). Figura adaptada del trabajo de Kenyon (1998).

Existe un grupo de objetos estelares jóvenes que experimentan eventos similares al de FUORs, pero menos violentos. El aumento en brillo, en estos casos, es no superior a 3 magnitudes, y las escalas de tiempo en que suceden también son menores. Este evento dura entre unos meses o algún par de años, en contraste con los ~ 100 años del evento FUOR. A esos fenómenos de menor magnitud en relación a las FUORs, se los se conoce como evento EXOR, ya a que el prototipo de esta clase es EX Lupi.

En la Figura 1.27 se puede ver que en el periodo comprendido entre 1994 y 2004, EX Lupi sufrió cuatro eventos EXOR, los cuales duraron un par de meses. El incremento de brillo fue de 2 magnitudes. Después de cada estallido, EX Lupi sufrió un “estallido inverso” para volver a su brillo original. Esto es lo que se espera suceda con las FUORs, pero en escalas más prolongadas de tiempo. También se propone que la causas física de ambos eventos sea la misma, pero que ocurran en diferentes escales temporales y de intensidad del propio estallido (Herbig, 2007).

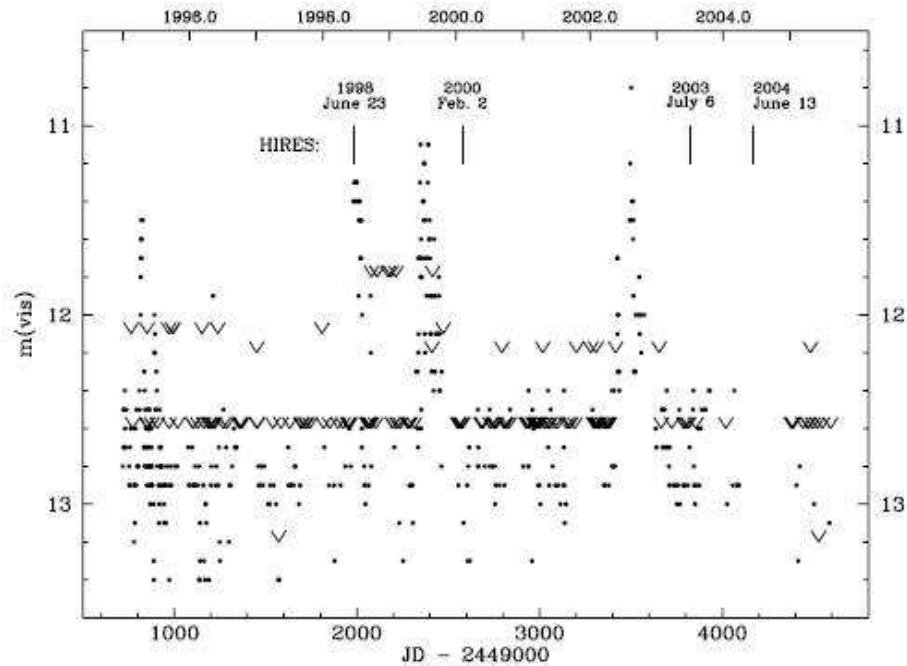


Figura 1.27: Curva de luz de EX Lupi. En un periodo de 10 años sufrió cuatro eventos tipo EXOR. Figura adaptada del trabajo de Herbig (2007).

1.5. Recurrencia del evento FU Orionis

A diferencia de lo que sucede con un evento de tipo EXOR, debido a las escalas de tiempo que duran los eventos FUORs, se torna sumamente complicado observar dos eventos consecutivos, y más teniendo en cuenta que no hace mucho que se descubrieron. De hecho, al presente, no se han observado más de un evento en un mismo objeto. Tampoco ha sido posible observar el ciclo completo en ningún caso.

En la actualidad se han descubierto alrededor de 20 FU Orionis (ver Tabla 1.1). Por lo tanto, cualquier análisis de tipo estadístico es necesariamente muy crudo. Sin embargo, si bien es solo una aproximación bastante simplificada, existe un argumento estadístico que favorecería la recurrencia de estos estallidos.

De acuerdo con las estimaciones actuales, en la vecindad solar se estaría formando una estrella cada ~ 100 años. Si tenemos en cuenta que en esa misma región se ob-

servaron ~ 5 FUORs cada ~ 50 años, entonces en 100 años ocurrirían 10 estallidos, por lo que cada estrella debería experimentar unos 10 eventos de este tipo durante su etapa de formación. No hay que perder de vista, sin embargo, que esto es una estimación muy gruesa.

Supongamos que una estrella experimenta 10 estallidos, durante los cuales la tasa de acreción de materia resulta del orden $10^{-4} M_{\odot}/\text{año}$. Si cada evento dura 100 años, entonces durante estos 10 eventos la estrella central habrá acretado un total $0.1 M_{\odot}$ debido a los estallidos FUORs, es decir que aproximadamente 10% su masa final es acretada durante las etapas de FUORs. De esto surge la importancia que tienen los eventos FUORs en la formación de la nueva estrella.

La Figura 1.28 ilustra de forma esquemática los eventos FU Orionis en función del tiempo. La frecuencia con que ocurren, según este esquema, es mayor en las etapas más tempranas de la formación. La intensidad de los eventos disminuyen en tanto que la frecuencia de los mismos aumenta acorde la estrella central va llegando a la etapa de T Tauri, dándole lugar a los eventos EXOR.

1.5.1. La importancia de los eventos FU Orionis en la evolución del disco circunestelar

La reiteración de los eventos FUORs tiene un rol primordial en lo que respecta a la evolución del disco y de los granos de polvo que lo componen, ya que si una estrella sufriera un solo estallido en su etapa de formación, dicho evento no sería más que anecdótico.

En esta sección vamos considerar cómo afecta el estallido FU Orionis a la evolución de las partículas de polvo. Uno de los grandes interrogantes actuales es entender cómo se llega a formar un planeta a partir de granos de polvo que tienen tamaños de décimas de micrones (ver, por ejemplo, Meeus et al. 2003, Przygodda et al. 2003, van Boekel et al. 2003).

Cuando se observan los espectros en el infrarrojo medio de objetos estelares jóvenes y se los compara con los de regiones de formación estelar y con los espectros de los silicatos (partículas que contienen compuestos de óxidos de silicios), se encuentra lo que muestra la Figura 1.29 (Jäger et al. 1994). Se observa una muy buena corres-

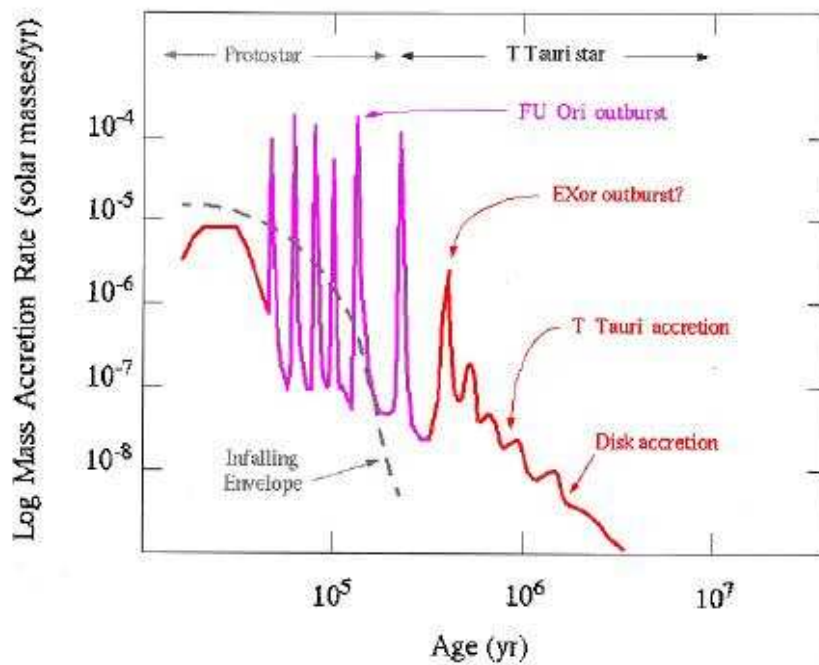


Figura 1.28: Ilustración esquemática de los eventos FUORs y EXORs en función de la edad. Figura adaptada del trabajo de Hartmann (1998).

pondencia entre los espectros obtenidos de los objetos jóvenes de masa baja y alta, el cúmulo del Trapecio y los de silicatos amorfos obtenidos en laboratorios de física. Esta buena correlación es la que permite que se pueda realizar un extenso estudio sobre distintos tipos de partículas en los laboratorios y extrapolar esos estudios a lo que puede llegar a suceder en el medio interestelar y en los discos circunestelares.

Se observa que en el medio interestelar las partículas de polvo que predominan son los silicatos amorfos (ver por ejemplo Jäger et al. 1994). Sin embargo, éstas están siendo permanentemente afectadas por el ambiente en el que se encuentran. Por ejemplo, si se encuentran en las cercanías de estrellas muy calientes van estar afectadas por fuertes vientos estelares; o cerca de supernovas, en cuyo caso serían afectadas por la onda de choque. Este tipo de partículas también se encuentra en los discos y envolventes de objetos estelares jóvenes, con lo cual están siendo afectadas permanentemente por la presencia de la estrella central. Además las partículas sufren las colisiones entre sí. Estos son sólo algunas de las situaciones que pueden afectar a las partículas de

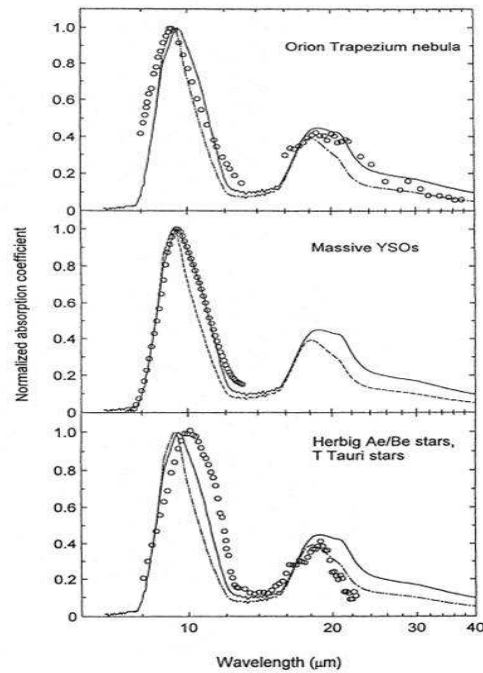


Figura 1.29: Comparación de espectros observados en el infrarrojo medio del cúmulo del Trapecio (arriba) y de objetos estelares jóvenes de masa alta (medio) y de masa baja (abajo), en círculos vacíos, con la extinción de silicatos amorfos calculada en el límite de Rayleigh usando esferas (línea sólida) y una distribución continua de elipsoides (línea de rayas y puntos). Figura adaptada del trabajo de Jäger et al. (1994).

polvo y producir cambios en la estructura de las mismas.

Existen dos cambios primordiales que puede sufrir una partícula. Una es la evaporación, en la cual se ve involucrado la aniquilación de la partícula transformándola en gas. El otro efecto se conoce como erosión catódica, y es la extracción de átomos de la partícula, la cual la vuelve muy susceptible a sufrir recombinaciones con otros núcleos o partículas o incluso con el mismo gas, lo que llevaría a un cambio drástico en la composición química de los granos. Incluso se podrían llegar a formar agregados más complicados debido a la presencia de otros compuestos, como por ejemplo H_2O , CO , etc. Este tipo de transformación se vería influenciado y favorecido por radiación ultravioleta y rayos cósmicos. Incluso se podrían llegar a formar moléculas y compuestos orgánicos.

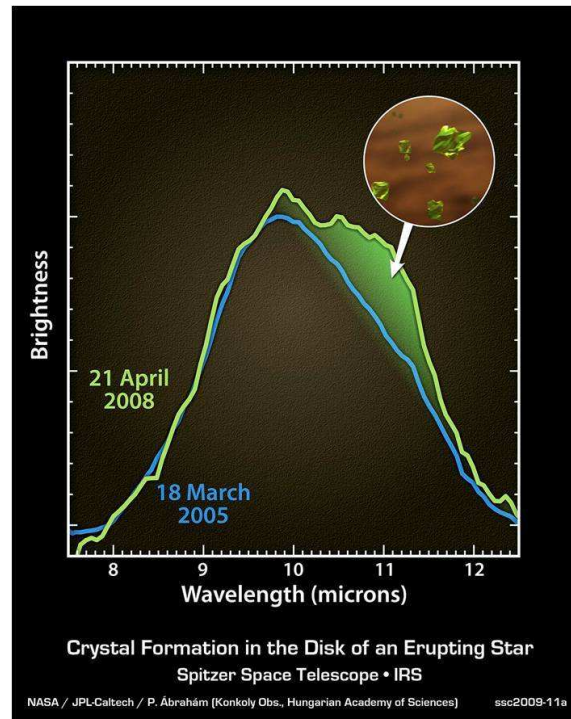


Figura 1.30: Espectros de EX Lupi en $10 \mu\text{m}$ para dos épocas distintas tomados con Spitzer: una, en 2005, antes de su último estallido; y la otra en 2008, luego del estallido. Los espectros fueron reescalados para resaltar la “joroba” que se observa alrededor de $11.3 \mu\text{m}$. Ese exceso de emisión se debe a forsterita, un tipo de grano cristalino. Figura adaptada del trabajo de Ábrahám et al. (2009).

En el polvo cometario se observan bandas en $10 \mu\text{m}$, correspondientes a silicatos cristalinos, en lugar de silicatos amorfos que se ven en el medio interestelar. Esto muestra evidencia de que existe una transformación en la estructura de los granos. Evidentemente, hay una evolución de los silicatos amorfos y ésta ocurriría en etapas tempranas de la formación estelar. La metamorfosis térmica que experimenta la nube molecular junto con el disco, en conjunto con la formación del Sistema Solar, podría ser la causante de que se observe esto.

La temperatura juega un rol fundamental en el cambio de estructura de los silicatos. Cuando se alcanza una temperatura de entre ~ 900 y ~ 1500 K (dependiendo de la composición química), los silicatos amorfos tienden a cristalizarse en forma casi in-

mediata (ver por ejemplo Dorschner et al. 1995). Sin embargo este límite se encuentra muy cerca de otro límite de temperatura crítico: ~ 1700 , a partir de la cual los granos de polvo se aniquilan evaporándose. Pero, de nuevo, esa temperatura varía con la composición química y para algún compuesto puede llegar a ser considerablemente mayor.

Resulta evidente, entonces, que en este escenario el evento FU Orionis desempeñaría un papel fundamental en la evolución de los granos de polvo de los discos debido a la escalada térmica que los mismos sufre. Lo que sucedería es que en las regiones más cercanas a la estrella se produciría la aniquilación de los granos de polvo existentes. Debido a las corrientes convectivas, este material se podría mezclar con las componentes más frías del disco. En las regiones intermedias del disco, donde las temperaturas no son tan calientes como para que existan granos de tipo amorfo, la escalada térmica favorecería el proceso de cristalización de los granos. Para constatar esta situación haría falta información espectroscópica antes y después del estallido. Pero debido a las escalas de tiempo necesarias, es imposible realizarlo en el corto tiempo, y requiere de un seguimiento prolongado de estos eventos.

Observaciones espectroscópicas recientes de EX Lupi realizadas con Spitzer durante un nuevo estallido que tuvo en el 2008 (Ábraham et al. 2009), revelaron evidencia observacional de que el estallido EXOR favorecería la evolución de los granos. En la Figura 1.30 se observan los espectros, reescalados para poder compararlos, tomados en 2005 y 2008 de EX Lupi (antes y después del estallido). Se ve claramente que luego del estallido aparece una sobre emisión. Ese exceso alrededor de 11.3 micras es típico de la forsterita, un silicato cristalino.

Dentro este escenario para la evolución de los granos de discos circunestelares se encuentra la motivación de estudiar los espectros de las FU Orionis alrededor de los $10 \mu\text{m}$, región espectral en la cual yace uno de los principales perfiles de los silicatos, tanto amorfos, como cristalinos. Es por eso que se realizaron observaciones en 8–13 μm de una muestra de 8 FU Orionis, las cuales serán descriptas en el próximo capítulo.

1.6. V1647 Orionis: un laboratorio para el estudio de los estallidos

V1647 Orionis es un objeto único dentro del grupo de las FU Orionis, ya es el único objeto de esta clase para el cual se cuenta con observaciones antes (ver por ejemplo, Ábrahám et al., 2004b) y después del estallido ocurrido entre 2003 y 2004, en el que incrementó su brillo en 4 magnitudes. Además es el único objeto al que se le hizo un monitoreo al momento de su estallido en toda su duración (Briceño et al. 2004). En la Figura 1.31 se puede ver la distribución espectral de energía antes (en cuadrados lilas) y después (círculos rojos) del estallido. Por primera vez se pudo estudiar la SED antes y durante el estallido.

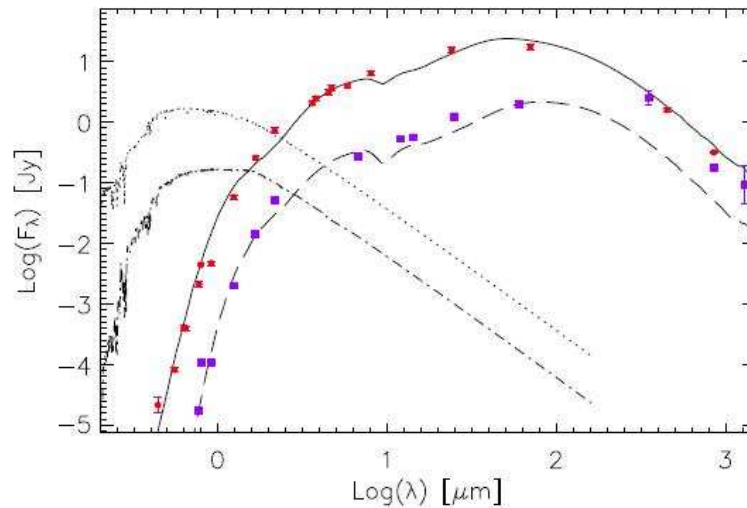


Figura 1.31: SED modelada por Rodón (2006) utilizando datos recopilados. En cuadrado y en círculo, los datos antes y después del estallido, respectivamente.

En la Figura 1.32 se ve la curva de luz del estallido, y se ve claramente que también experimentó una caída abrupta para regresar a su brillo original, en total concordancia con el modelo expuesto de la inestabilidad térmica del disco. Las placas fueron recopiladas y digitalizadas por Aspin et al. (2006).

Sin embargo éste no fue el primer estallido que experimentó este objeto, ni el primero en ser fotografiado. Entre 1966 y 1967 experimentó otro evento que fue fo-

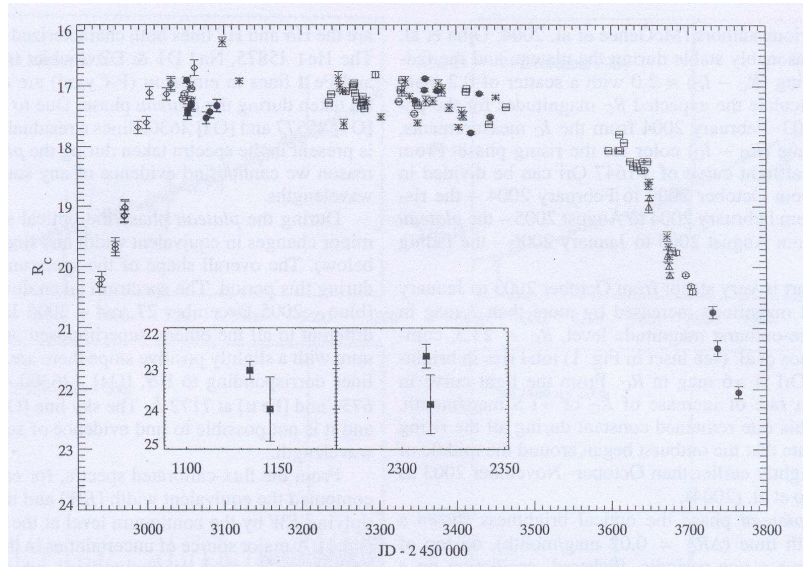


Figura 1.32: Curva de luz de V1647 durante el estallido del 2003 armada con la recopilación de datos de varios autores. Imagen adaptada del trabajo de Fedele et al. (2007).

tografiado usando placa fotográfica. En la Figura 1.33 se puede apreciar el estallido completo en la banda B (izquierda) y en la banda I (derecha). Debido a la resolución temporal, el estallido duró como mínimo 5 meses y como máximo 20 meses, en el cual aumentó su brillo en 4 magnitudes.

Se podría esperar que el próximo estallido de V1647 Ori sea dentro de unos 30 años, sin embargo se descubrió que entró de nuevo en una etapa de actividad, tan sólo 2 años después de estar en un estado de quietud (Aspin et al. 2009).

Se ve claramente que las escalas de tiempo, tanto de la duración como el tiempo entre dos estallidos, no se corresponde con los de las estrellas FUORs, si no más bien se corresponde con los de una EXOR. Sin embargo, el incremento del brillo no es demasiado intenso para ser una EXOR. Entonces es evidente que posee características de ambos tipos de eventos. Entonces V1647 Ori estaría en una etapa de transición entre un estado FUOR hacia uno EXOR. Por este motivo este objeto constituye un laboratorio para estudiar el fenómeno del estallido del disco, con una intensidad del orden de las FUORs, pero en una escala de tiempo de las EXOR.

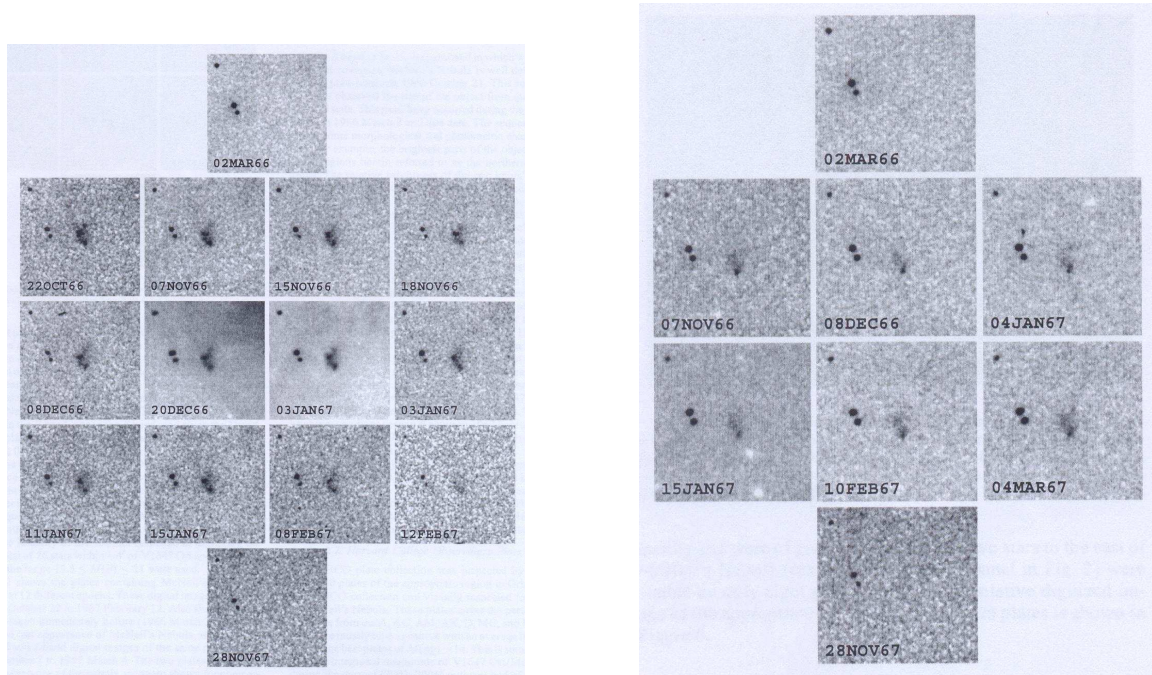


Figura 1.33: Placas fotográficas que muestran el estallido de en la banda B (izquierda), y en la banda I (derecha). Imagen adaptada del trabajo de Aspin et al. 2006.

Capítulo 2

Observaciones y reducción de los datos de muestra de estrellas de tipo FU Orionis

2.1. Observaciones

Durante el segundo semestre de 2005 y el primer semestre de 2006 se realizaron observaciones de ocho objetos de tipo FU Orionis: RNO 1B/1C, OO Serpenti, V1057 Cygni, L1551 IRS5, PP 13S, V1515 Cygni, FU Orionis e ISO-ChaI 192. En la Tabla 2.1 se muestran algunas características de estos objetos. De acuerdo a la clasificación de Lada (1987), FU Ori, V1057 Cyg, V1515 Cyg y RNO 1B son de Clase II, mientras que los otros objetos son de Clase I.

Las observaciones fueron realizadas con los telescopios Gemini Norte (los primeros 7 objetos de la lista) y Gemini Sur (ISO-ChaI 192), en la modalidad de espectroscopía de ranura larga, en baja resolución, en la banda N (8-13 μm) del infrarrojo medio. Se empleó la resolución más baja disponible con el propósito de observar la banda N por completo en una sola exposición. En total se contabilizó más de 5 horas de observación, incluyendo los objetivos científicos y las estándares de calibración.

Tabla 2.1: Lista de objetos observados

Objeto	FU Ori	ISO-ChaI	L1551	PP 13S
Fecha	29\12\05	11\04\06	25\12\05	25\08\05
A.R. J2000.0	05 45 22.3	11 09 28.5	04 31 30.0	04 10 41.3
Dec J2000.0	+09 04 12	-76 33 28	+18 12 30	+38 07 54
Exp. (seg)	2842	909	1523	2850
Estándar	HR 1790	HR 4023	HR 1791	HR 1135

Objeto	OO Ser	RNO 1B	V1057 Cyg	V1515 Cyg
Fecha	24\08\05	23\08\05	24\08\05	25\08\05
A.R. J2000.0	18 29 49.3	00 36 46.3	20 58 53.7	20 23 48.0
Dec J2000.0	+01 16 19	+63 28 54	+44 15 28	+42 12 25
Exp. (seg)	1516	1512	2841	1520
Estándar	HR 7377	HR 9045	HR 8252	HR 8130

2.2. Instrumentos

2.2.1. Telescopios

El Observatorio Gemini cuenta con dos telescopios de montura alto-azimutal, de 8.1 metros de diámetro. Uno de ellos (Gemini Sur) está ubicado en Cerro Pachón, en Chile, a 2700 metros sobre el nivel del mar. El otro (Gemini Norte Frederick C. Gillett) se encuentra en Mauna Kea, Hawai, a 4200 metros. Cada uno de estos telescopios posee un instrumental diseñado para realizar observaciones cubriendo el rango espectral desde el óptico hasta las regiones observables desde Tierra en el infrarrojo. Dichos instrumentos se encuentran montados de forma simultánea en el foco Cassegrain de los telescopios, proporcionando una gran flexibilidad a la hora de observar con distintos instrumentos durante la misma noche. Ambos telescopios cuentan con un espejo principal de unos escasos 20 cm de espesor, que descansa sobre un colchón de 120 actuadores hidráulicos que lo deforma de tal manera que la superficie del mismo sea la óptima durante el seguimiento de los objetivos científicos. El espejo secundario de 1 metro de diámetro cuenta con la posibilidad de cabecear rápidamente ("tip-tilt") para hacer correcciones en el enfocado para mantener el objeto en el plano focal, contrarrestando vibraciones del telescopio debido al viento, turbulencias atmosféricas, o fluctuaciones en la densidad de la atmósfera. Además, cuenta con

óptica adaptiva para corregir el borronado producido en la imagen debido a la turbulencia atmosférica, obteniendo imágenes en el infrarrojo cercano casi limitadas por difracción. Los espejos se encuentran recubiertos con plata, la cual reduce la emisión térmica infrarroja del telescopio, y posee una reflectividad significativamente mayor que el aluminio.

2.2.2. Cámaras

Las cámaras utilizadas fueron Michelle y T-ReCS, respectivamente. Los modos observacionales disponibles son de imagen directa y espectroscopía de ranura larga; pero Michelle, además, cuenta con la posibilidad de espectroscopía Echelle y tomar imágenes polarimétricas. Dichas cámaras poseen instrumentales similares, pero con algunas diferencias, que, si bien son muy pequeñas, son para tener en cuenta. Ambas cámaras cuentan con el mismo detector, un conductor de bandas de impureza de Si dopado con As, en un formato de 320×240 pixeles de $50 \mu\text{m}$ cada uno, y permiten un rango espectral de observaciones de 5 a $28 \mu\text{m}$. El detector posee 16 canales de lectura.

2.2.3. Filtros

Las cámaras poseen distintos filtros de banda ancha y angosta que permiten barrer todo el rango espectral del detector en los distintos modos observacionales disponibles por cada uno. En el caso de este trabajo los filtros utilizados fueron de banda ancha, en la banda N. Los filtros de cada cámara poseen pequeñas diferencias que se pueden apreciar en la Tabla 2.2:

Tabla 2.2: Filtros

Instrumento	Nombre	λ central	$\Delta\lambda$
Michelle	N	$10.5 \mu\text{m}$	$7.7\text{-}13 \mu\text{m}$
T-ReCS	N	$10.36 \mu\text{m}$	$7.7\text{-}12.97 \mu\text{m}$

En las Figuras 2.1 y 2.2 se muestran las curvas de transmisión de los filtros usados con Michelle y de T-ReCS respectivamente:

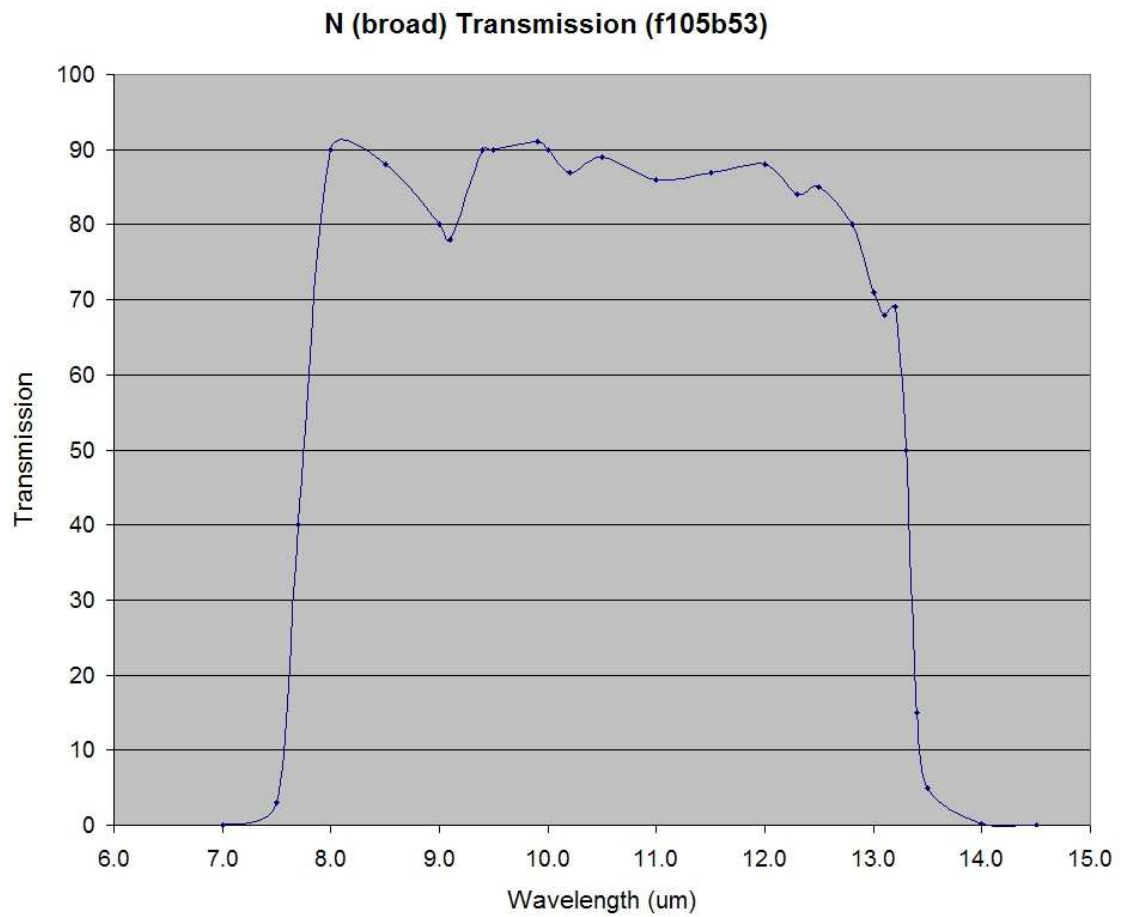


Figura 2.1: Curva de transmisión del filtro N de Michelle. Imagen tomada de la página de Gemini: www.gemini.edu.

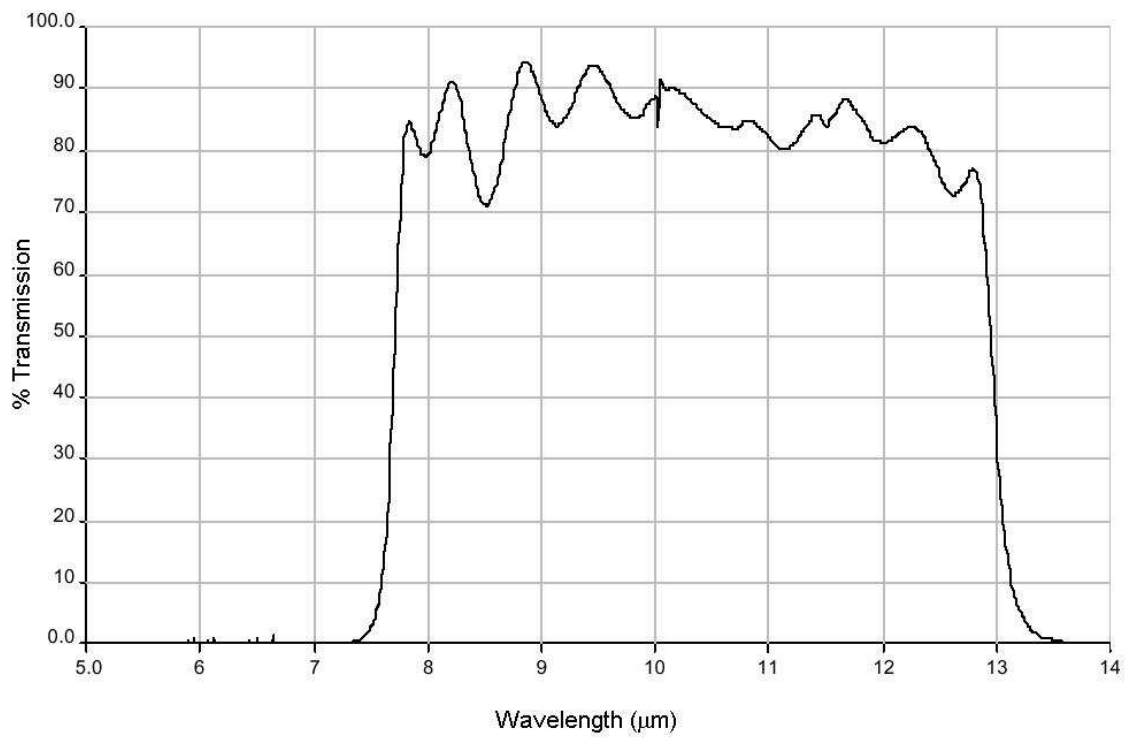


Figura 2.2: Curva de transmisión del filtro N de T-ReCS. Imagen tomada de la página de Gemini: www.gemini.edu.

Tabla 2.3: Dispersores

Instrumento	Nombre	Rango	Dispersión	Resolución
Michelle	LowN	7 - 14 μm	0.024 $\mu\text{m}/\text{pixel}$	200
T-ReCS	L-Res-10_G5401	lim. por el filtro	22.13 nm/pixel	113

2.2.4. Rendijas

Las rendijas utilizadas también son ligeramente distintas. El ancho de la utilizada en Michelle es de $0.4''$, mientras que la de T-ReCS es de $0.66''$. El ancho de la rendija usado en Michelle supera ligeramente el límite de difracción del telescopio ($0.3''$) en la ventana de $10 \mu\text{m}$, mientras que es inferior en la ventana de $20 \mu\text{m}$.

2.2.5. Redes de dispersión

Tanto T-ReCS como Michelle disponen de diferentes redes de dispersión, pero cada una se utiliza en el primer orden. En el caso de dispersión Echelle (con Michelle) existen limitaciones en los rangos espectrales en que puede utilizarse (ver <http://www.gemini.edu/sciops/instruments/michelle/spectroscopy/gratings>). Las redes de dispersión utilizadas en las observaciones y sus características se pueden ver en la Tabla 2.3.

2.3. Obtención y reducción de datos

2.3.1. Secuencia de observación en el infrarrojo medio

Las observaciones en el infrarrojo medio son algo muy reciente, y la forma en que se obtienen las observaciones en este rango de longitud de onda son diferentes de como se obtienen en el rango óptico e infrarrojo cercano. En estas regiones del espectro se puede observar desde Tierra sólo a través de ventanas que proporciona la atmósfera. Fuera de estas ventanas, la radiación es absorbida casi en su totalidad por la atmósfera. Incluso en estas ventanas las observaciones no son limpias, si no que se encuentran viciadas por las bandas de absorción del vapor de agua y del ozono (llamadas bandas telúricas). Además, la atmósfera y el mismo telescopio son fuentes

térmicas de luz muy intensas, y en exposiciones de un segundo o menos se alcanza el nivel de saturación del detector. Para obtener imágenes (o espectros) se recurre a la técnica conocida como CHOP-NOD. Se toman imágenes cortas (del orden de 25 - 30 ms) y se enfocan en dos partes distintas del detector mediante el cabeceo del espejo secundario. La separación de las imágenes es de 15 segundos de arco. Este proceso se repite varias veces, dependiendo del tiempo de exposición requerido. A continuación se las resta, con lo cual se obtiene una imagen positiva y una imagen negativa en el mismo campo. Esta imagen se la llama *A*. Luego, se mueve ligeramente el telescopio una separación igual a la realizada en el paso anterior, y se reitera el proceso. A la imagen obtenida se le llama *B*. El paso del NOD *A* al *B* y viceversa se realiza unas 3 o 4 veces por minuto. Si ahora se restan *B* menos *A*, se obtiene una imagen positiva en el centro del campo con la mitad del tiempo de exposición requerido, mientras que si se las suma, se contrarrestan las contribuciones de la fuente y queda la contribución del cielo, que será utilizado luego en los pasos a seguir para la reducción. Los patrones que se utilizan para obtener *A* y *B* no son los mismos en ambos telescopios, si no que en Gemini Sur se usa el patrón ABAB, mientras que en Gemini Norte se usa el patrón ABBA. Esta técnica se utiliza tanto para imagen directa como para espectroscopía. En la Figura 2.3 se esquematiza este proceso.

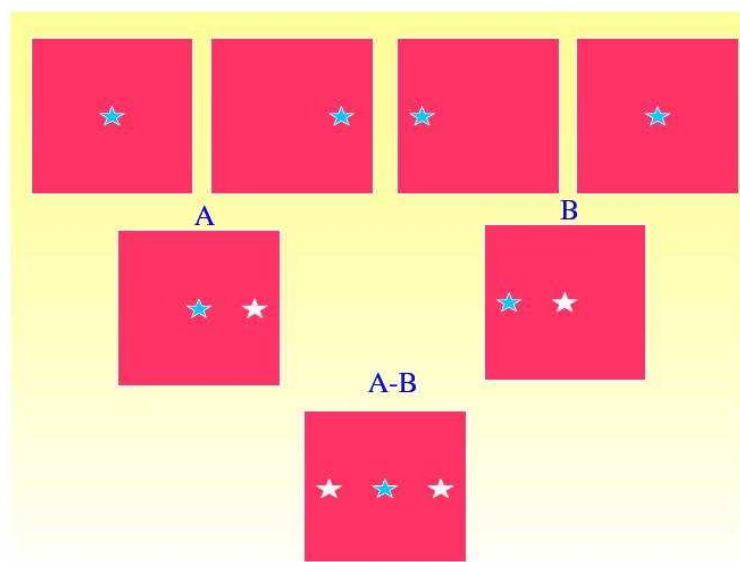


Figura 2.3: Esquema de la secuencia CHOP-NOD. Imagen tomada de la página de Gemini: www.gemini.edu.

2.3.2. Proceso paso-a-paso del paquete de reducción

En esta sección se van a describir los pasos que se siguieron para la reducción de los espectros.

El juego de observaciones espectroscópicas está constituido por los siguientes objetos:

- Una observación espectroscópica del objeto científico.
- Una observación espectroscópica de una estrella de calibración.
- Un espectro “flat”.
- Una observación “bias”.

Las observaciones de “flat” y “bias” son opcionales; se las obtiene para todas las observaciones con Michelle, pero no se las realiza con T-ReCS, salvo pedido explícito. En nuestras observaciones realizadas con T-ReCS no se obtuvieron imágenes ni de “flat” ni de “bias”.

La reducción se realizó con el paquete *midir* para IRAF (Image Reduction Facility Analysis) disponible en la página de Gemini (www.gemini.edu). Dicho paquete contiene las tareas para la reducción de espectros, imágenes, etc., de observaciones realizadas con los telescopios de Gemini Norte y Sur en la región del infrarrojo medio. El proceso de reducción de espectros es llevado a cabo por una tarea del paquete llamado *msreduce*, que, en líneas generales, trabaja de modo automático; pero en algunas tareas requiere de una supervisión interactiva. Esta tarea puede usarse con el espectro de un solo objeto, o con dos espectros, uno del objetivo científico y el otro de la estándar telúrica. En el primer caso se obtiene un espectro calibrado en longitud de onda, pero no en flujo, mientras que en el segundo caso se obtiene un espectro calibrado en longitud de onda y en flujo, y sin los perfiles telúricos.

La tarea *msreduce* posee diversos parámetros modificables para ejecutar, o no, algunos pasos, si son opcionales, o para ejecutarlos de forma interactiva, en caso que el proceso automático falle. Estos parámetros son los parámetros **fl_parámetro**. El paso previo a ejecutar *msreduce* es correr la tarea *nsheaders*, para configurar las rutinas espectroscópicas para datos de Michelle o de T-ReCS.

Preparación previa de los parámetros

A continuación se describe el proceso, paso a paso, realizado por *msreduce*.

La tarea puede ser ejecutada de dos formas distintas: extraer un solo espectro, sin realizar la corrección telúrica, por lo cual uno obtendría un espectro calibrado en longitud de onda, solamente; o extraer los espectros del objeto científico y los de calibración juntos. En este último caso, se obtendría un espectro calibrado en longitud de onda y en flujo, y corregido de los perfiles telúricos. Para elegir cual de los dos modos se empleará, se utiliza el parámetro **fl_standar**. La calibración en flujo puede ser absoluta o relativa, dependiendo de la opción elegida. Si se está realizando la reducción de un solo espectro sin realizar la corrección telúrica, entonces se tiene la opción de ajustar la forma espectral de un cuerpo negro (parámetro **fl_blackbody**). En este caso uno tiene que especificar la temperatura del cuerpo negro. Como resultado final se obtiene un espectro normalizado a 1 en una longitud de onda particular (11 μm en el caso de la banda N). En el caso que uno esté realizando la reducción de la estrella estándar en conjunto con el objeto científico, hay dos cuestiones a tener en cuenta; primero, se asume que la pérdida de flujo por la rendija es la misma en ambos objetos; y la segunda, la corrección telúrica puede no ser tan aceptable si la masa de aire difiere sustancialmente, o si las condiciones climáticas cambian durante las observaciones de ambos objetos. En el caso de nuestras observaciones, se realizó la reducción de los objetos con sus respectivas estrellas estándares.

Corrección por “flat” y “bias”

Un parámetro opcional que introduce *msreduce* es la corrección por “flat-field” y por el nivel de “bias”. Dicho parámetro es **fl_flat**. En las observaciones realizadas con Michelle se cuenta con un juego de observaciones de “flat” y “bias”, por lo cual se activó esta opción para realizar dichas correcciones, mientras que en el objeto observado con T-ReCS (ISO-ChaI 192) no se cuenta con dichas calibraciones. Esta calibración se realiza sobre los datos en bruto, sin previo tratamiento. El “flat” se obtiene (en modo espectroscópico) tomando un espectro del cobertor del espejo principal (a partir del semestre 2006A se obtiene el espectro de una superficie iluminada dentro de la unidad de calibración de Michelle). La corrección la realiza una subtarea llamada por *msreduce* (*msflatcor*), el cual crea un “flat” normalizado que será aplicado a los datos científicos sustrayendo el nivel de “bias” a las imágenes y luego se les divide por la imagen normalizada del “flat”. En el caso de espectros de fuentes puntuales,

la corrección por “flat-field” y nivel de “bias” parece no producir mucha diferencia en el resultado final.

Preparación de las imágenes para su reducción

El siguiente paso es preparar los datos obtenidos (corregidos por “flat” y “bias”, si estas correcciones fueron introducidas previamente) para la calibración en longitud de onda. Las subtareas llamadas para este proceso son *mprepare/tprepare* (para datos de Michelle/T-ReCS, respectivamente) y *mistack*. El parámetro utilizado para este paso es el **fl_process**. Este es un paso realizado automáticamente, y no es opcional, sino que es requerido para todas las observaciones en infrarrojo medio. El proceso genera tres imágenes: el espectro del objeto apilando los diferentes marcos de la imagen; un espectro de la fuente, obtenido sumando los marcos de la fuente; y un espectro del cielo, obtenido de la resta de la imagen de la fuente a la del espectro.

Calibración en longitud de onda

El siguiente paso es la calibración en longitud de onda. Para realizar esto, se utiliza el espectro de cielo, ya que no se suele tomar espectros de lámparas de calibración en infrarrojo medio. La tarea usada es *nswavelength* (dentro del paquete *gnirs*), que, a su vez llama a la tarea *identify* (de paquete NOAO). Este paso necesita ser ejecutado de modo interactivo (**fl_wave=“yes”**), ya que la identificación automática de las líneas suele ser errónea. Tal es el caso que se muestra en la Figura 2.4, correspondiente a la identificación propuesta para ISO-ChaI 192, en el cual se ve que el perfil más importante, que corresponde a un perfil del cielo en $9.5 \mu\text{m}$, lo reconoce como uno correspondiente a $8.5 \mu\text{m}$, una micra más hacia el azul. Una buena identificación se puede observar en la Figura 2.5, de FU Ori.

En el paquete *gnirs*, existe un archivo con una lista de líneas para el modo de baja resolución en la banda N (también para la banda Q, alrededor de $20 \mu\text{m}$). En general estas líneas son bandas que sobresalen de la emisión general del cielo. La profundidad de estas bandas, depende fuertemente de las condiciones climáticas, sobre todo el vapor de agua, y del ancho de la rendija utilizada: utilizando una rendija más ancha, o en condiciones más húmedas, el contraste entre las líneas y el continuo disminuye. En la Tabla 2.4 se muestra la lista de la longitud de onda de las

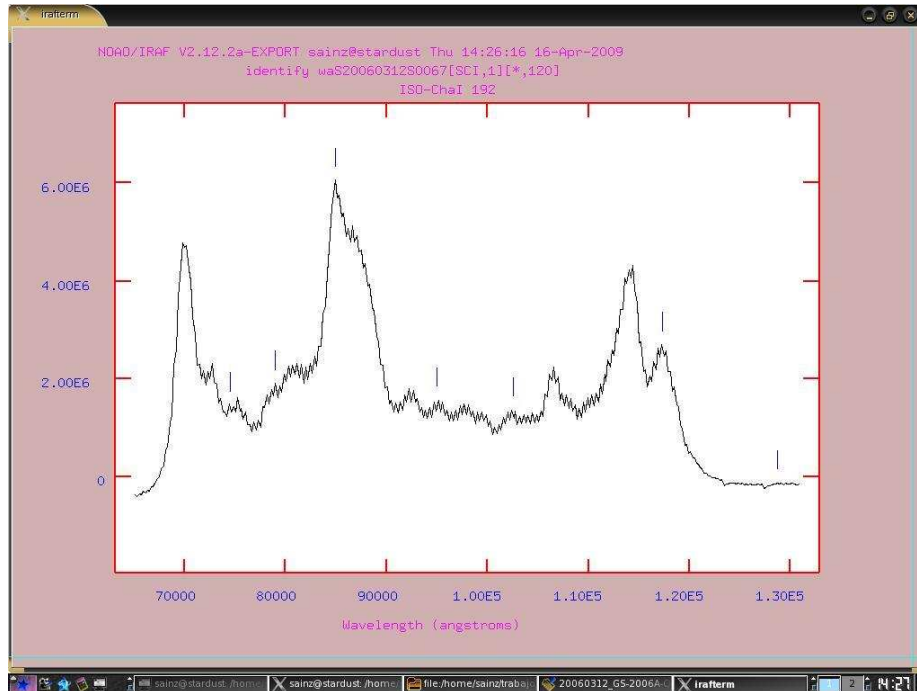


Figura 2.4: Identificación de los perfiles atmosféricos propuestos de forma errónea por *identify*.

bandas de cielo, en \AA , utilizado para espectroscopía de baja resolución en la banda N.

En algunos casos, si las condiciones no son las mejores, no se pueden identificar todas las bandas. En el peor de los casos uno puede llegar a identificar sólo dos bandas (95030 y 78750) y realizar un ajuste lineal. En nuestras observaciones, en el peor de los casos se identificaron 5 líneas, por lo que la calibración en longitud de onda la consideramos buena.

Luego de la identificación inicial de las líneas, la tarea intenta identificar las mismas líneas en las secciones espectrales de otras partes del espectro del cielo. Esta reidentificación puede llevarse a cabo de forma automática. Son muy raros los casos en los cuales esta reidentificación automática falla y debe realizarse de forma interactiva. Una vez identificadas las líneas, se calcula una transformación de ubicación de los píxeles a longitud de onda (*nstransform*), que luego se le aplica al espectro.

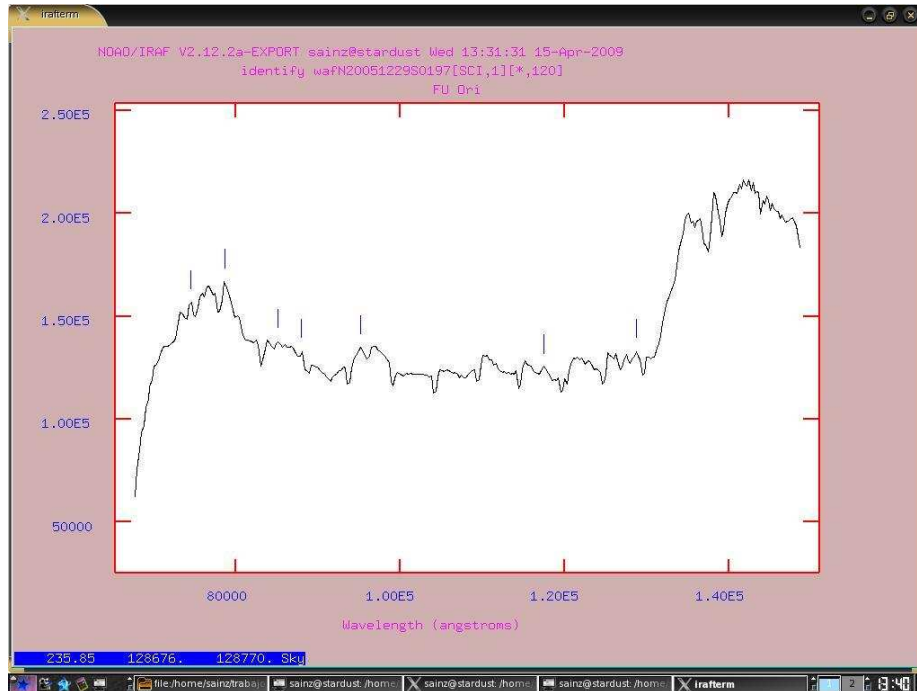


Figura 2.5: Identificación de los perfiles atmosféricos. En este caso los perfiles fueron identificados correctamente.

Extracción del espectro

El siguiente paso es extraer el espectro de 2D a 1D, lo cual es recomendable hacer de forma interactiva (`fl_ext="yes"`) para maximizar el seguimiento de la extracción. Durante este proceso `msreduce` llama a la tarea `nsextract`. Esta tarea realiza la extracción utilizando la tarea `apall` del paquete `twodespec` de NOAO. Lo primero que realiza la tarea es un corte perpendicular a la dirección de dispersión y luego hace un seguimiento del espectro en la dirección de la dispersión. Por lo general, los puntos en los extremos derecho e izquierdo del espectro no son confiables, por lo que se los debe remover del ajuste. Los espectros, tanto de Michelle como de T-ReCS no cambian mucho de posición a lo largo del detector (a lo sumo 1 pixel), y el ajuste del espectro debería ser casi lineal. Si este no es el caso, algunos puntos deben ser extraídos hasta obtener un ajuste razonable (Figura 2.6).

Tabla 2.4: Lista de perfiles telúricos

Longitud de onda (Å)
74670
78750
85140
88020
95030
102600
117280
128770

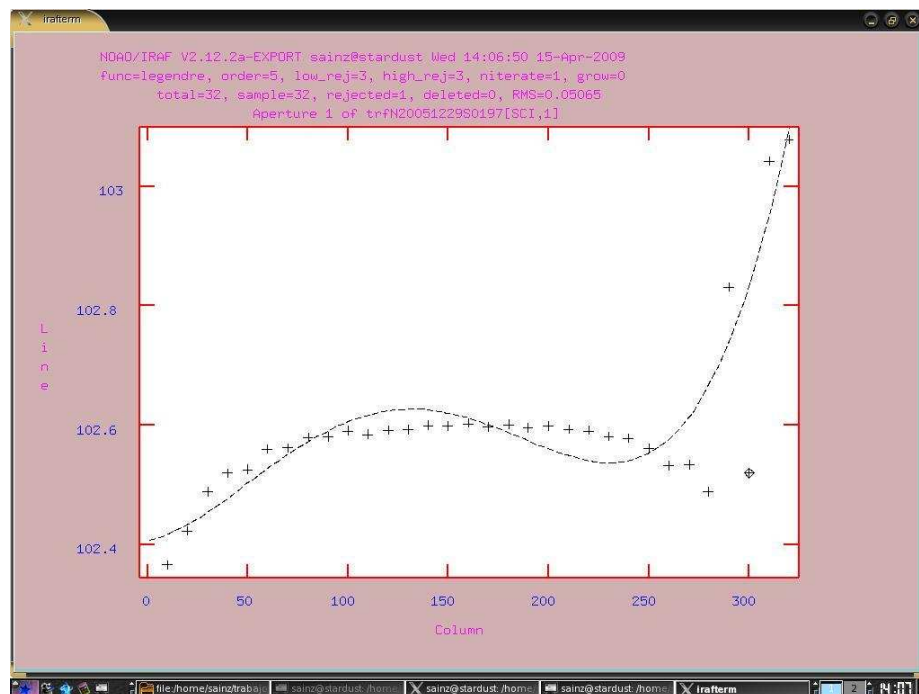


Figura 2.6: Extracción del espectro 1D. Los puntos en los extremos se deben eliminar para obtener un ajuste lineal.

Corrección por rizado o "fringe"

En algunos casos, los espectros tomados con Michelle y T-ReCS sufren de un rizado. Se puede ver que en el espectro del cielo ISO-ChaI 192 (Figura 2.4) está pre-

sente, mientras que en el de FU Ori (Figura 2.5) no. En resoluciones altas esto ocurre casi siempre, pero para resoluciones bajas casi nunca está, depende del ancho de la rendija. Si se encuentra presente, debe corregirse utilizando la tarea *msdefringe*. Ésta es una tarea que debe ser ejecutada de forma interactiva, ya que para encontrar el filtro correcto en el dominio de Fourier no es algo que se pueda realizar de forma automática. La tarea realiza una transformación de Fourier del espectro y grafica la parte real y la parte imaginaria en función de la frecuencia de “bines” (elementos; líneas sólida y a rayas respectivamente). En el caso de espectros de baja resolución, sólo las componentes de frecuencias más altas deben ser removidas, y pueden ser valuados en cero, o interpolados a los valores extremos de la región de interés (Figura 2.7). Una vez, realizado el ajuste en el gráfico de Fourier, el programa muestra un nuevo gráfico: el espectro original (en línea sólida) y el obtenido luego de quitarle el rizado (en línea de rayas). Si el ajuste no es correcto uno tiene la posibilidad de reiniciar el proceso de ajuste (tecla **r**) o salir de la tarea sin realizar el ajuste (tecla **i**). En la Figuras 2.8 se muestran dos correcciones: la de la izquierda es debido a una mala interpolación en el espectro de Fourier, y en la derecha se puede ver un espectro corregido correctamente. En el caso de nuestras observaciones, este proceso sólo se llevó a cabo con ISO-ChaI 192, ya que los otros espectros no presentaban un rizado que introdujera perfiles no reales.

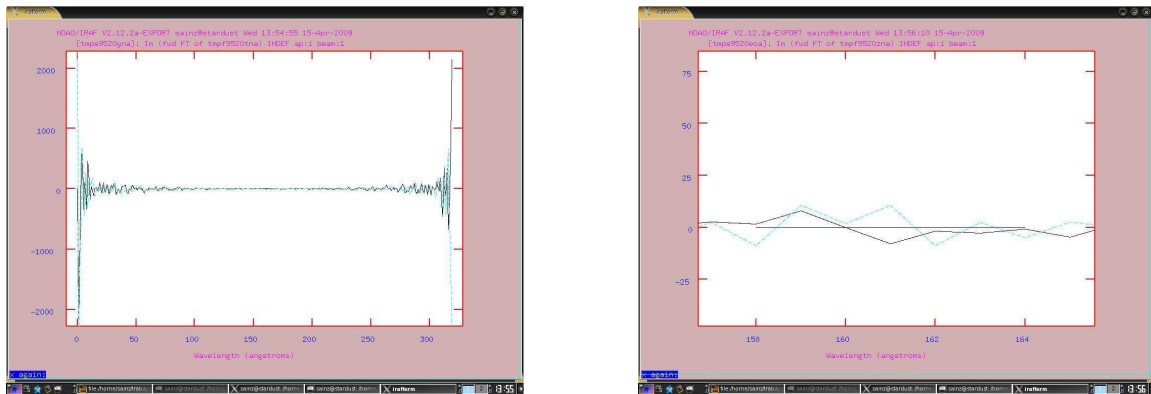


Figura 2.7: Espectro de Fourier del FU Ori. En línea sólida se ve la parte real y en línea de rayas la parte imaginaria. *Izquierda*: Espectro de Fourier completo. *Derecha*: Región del espectro de Fourier a ser corregido mediante interpolación

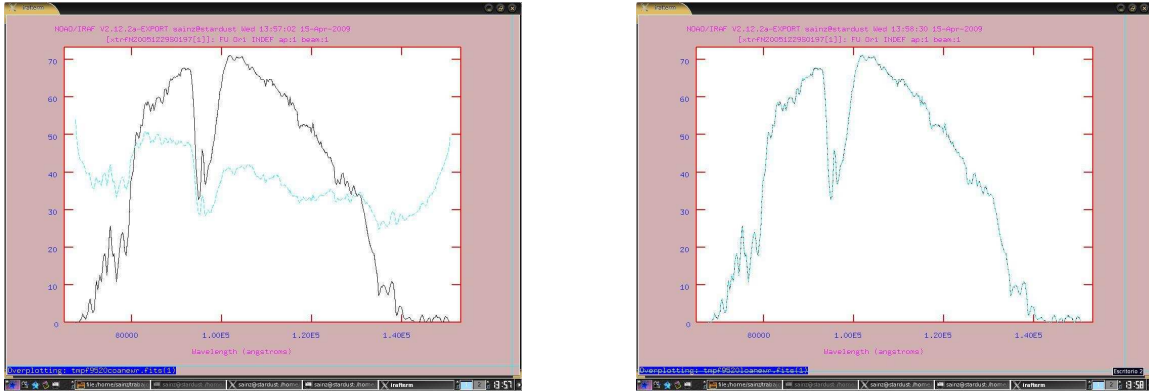


Figura 2.8: Espectro corregido de FU Ori. En blanco el espectro sin corregir y en rojo el espectro corregido. *Izquierda*: Espectro mal corregido. *Derecha*: Espectro correctamente corregido.

Extracción de perfiles telúricos y calibración en flujo

El último paso de la reducción es la corrección de perfiles telúricos y calibración en flujo. Este paso se realiza con la tarea *msabsflux*, la cual llama, a su vez, a la tarea *telluric* del paquete *onedspec* de NOAO. En la mayoría de los casos es recomendable correr esta tarea de forma interactiva, ya que la corrección automática no suele ser correcta. Esto se debe a que, generalmente, existen grandes regiones con poca o nula señal, tanto en la fuente como en la calibración. El ruido en estas zonas produce señales absurdamente elevadas en el espectro resultante, lo cual altera significativamente la minimización de la función chi cuadrado utilizada por *telluric* para encontrar el ajuste óptimo entre los dos espectros. Lo primero que uno debe hacer es correr la tarea de forma interactiva y excluir las regiones con poca o nula señal, típicamente las menores a $7.5 \mu\text{m}$ y mayores a $13 \mu\text{m}$. El escalado para obtener el ajuste óptimo se realiza a modo de prueba y error. Un modo para proceder es ajustar con el comando `:shift 0.` e ir variando de a poco hacia valores positivos y negativos. Este comando cambia la posición relativa entre los espectros para obtener un mejor ajuste. El objetivo principal es remover el perfil del ozono lo mejor posible. Ajustes erróneos tienden a dejar perfiles residuales alrededor de 9.3 y $9.6 \mu\text{m}$. Una causa que puede provocar que los perfiles telúricos no puedan removerse correctamente puede ser una diferencia sustancial en la masa de aire durante las observaciones del objetivo científico y el objeto de calibración. Uno puede intentar corregir esto variando el valor de escala de los espectros con el comando `:scale` (factor de escala multiplicando la

masa de aire, inicialmente, y por defecto, igual a uno: `:scale 1.`), pero esto debe realizarse con mucha cautela. En la Figura 2.9 se pueden ver dos espectros: en la parte superior el espectro del objeto luego de la calibración, la parte inferior se muestra el espectro de la estándar.

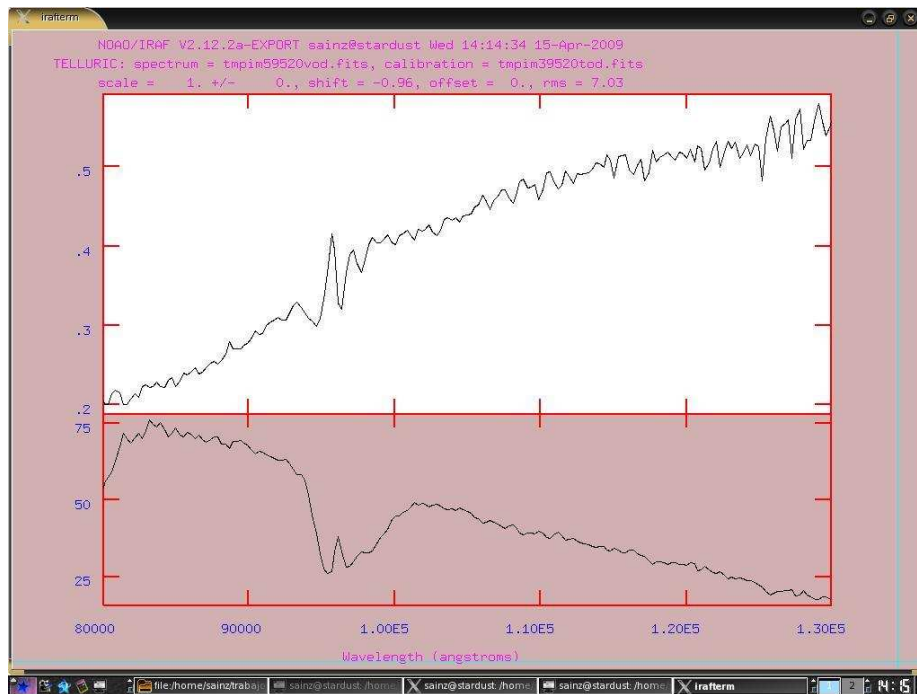


Figura 2.9: Proceso de extracción de perfiles telúricos. En la parte superior se puede ver el espectro luego de aplicar la corrección, en la parte inferior se ve el espectro de la estándar.

Finalmente, se obtiene el espectro reducido y calibrado en flujo en Jy (absoluta o relativa, dependiendo si se utilizó una estándar de flujo o no). En nuestro caso, las estándares usadas no son de flujo, por lo que están calibradas en flujo, relativo al de la estándar.

2.4. Los espectros reducidos de la muestra de estrellas de tipo FU Orionis estudiada

A continuación se muestran los espectros obtenidos luego de la reducción (Figuras 2.10 a 2.17). Los espectros obtenidos tienen una baja relación señal/ruido, por lo que se los suavizó por un factor 3 para mejorar un poco esta relación.

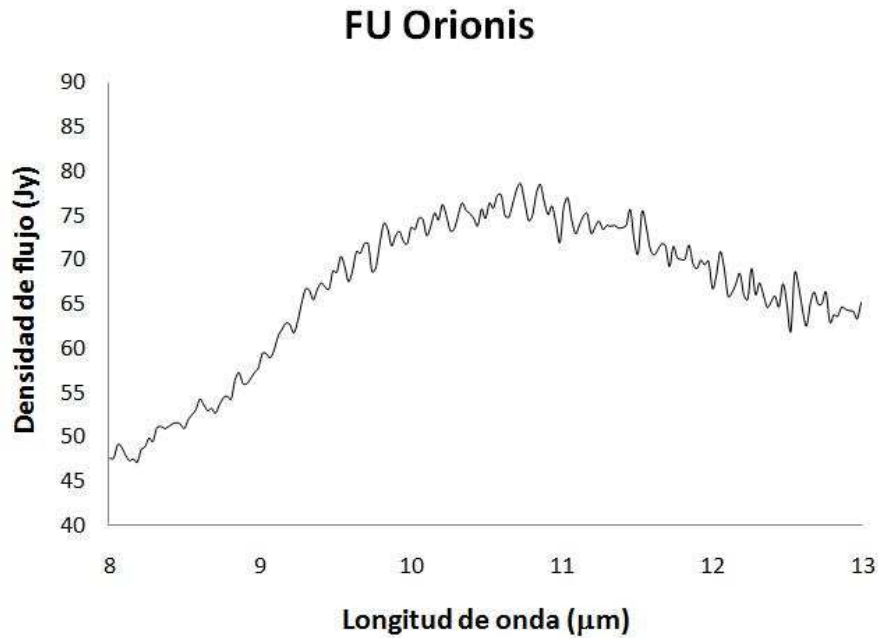


Figura 2.10: Espectro de FU Orionis.

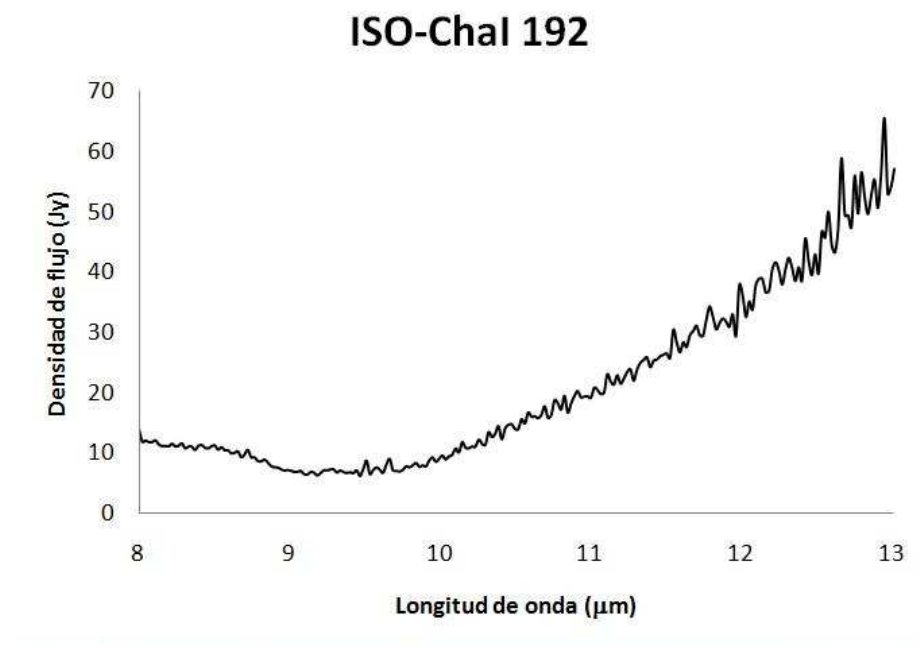


Figura 2.11: Espectro de ISO-ChaI 192.

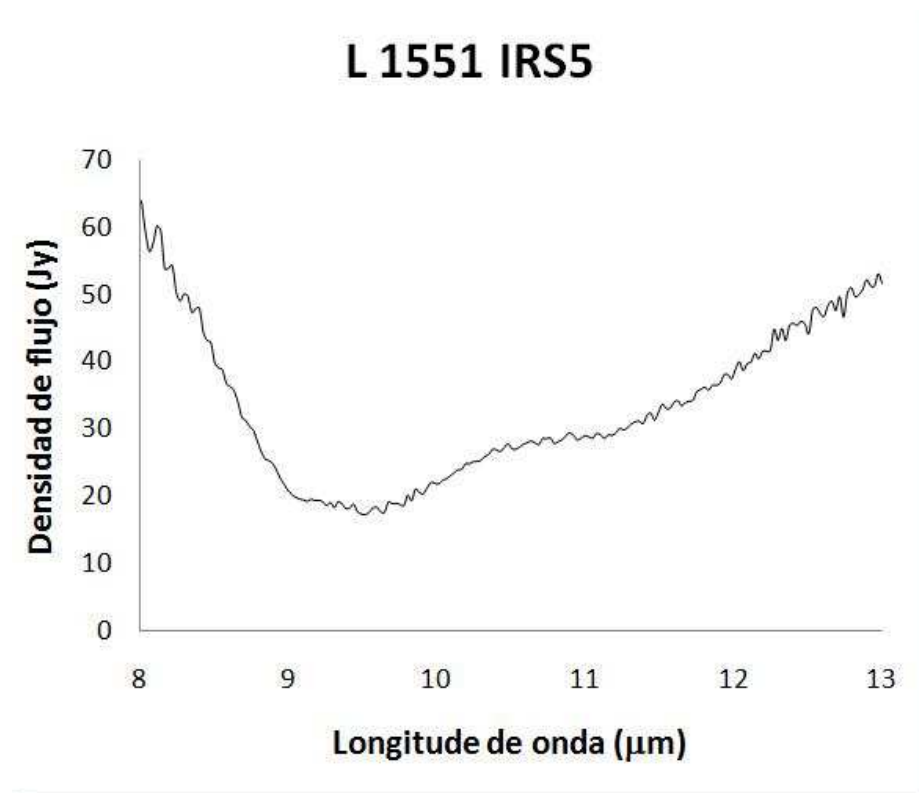


Figura 2.12: Espectro de L1551 IRS5.

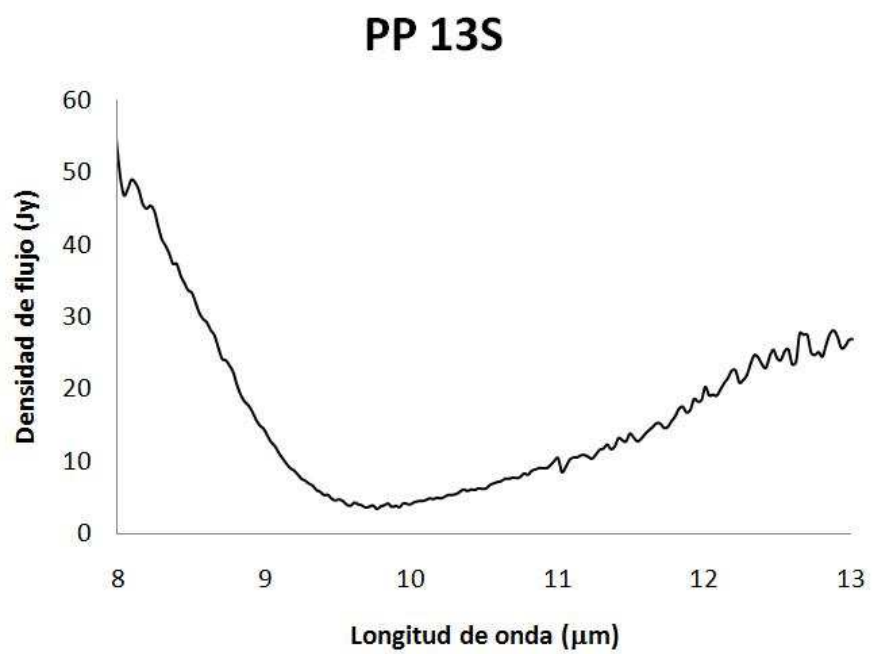


Figura 2.13: Espectro de PP 13S.

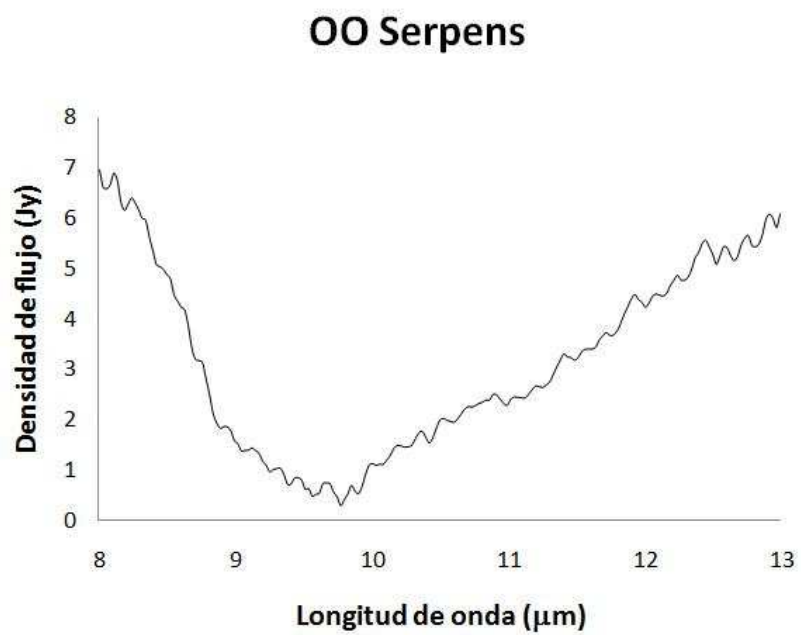


Figura 2.14: Espectro de OO Serpentí.

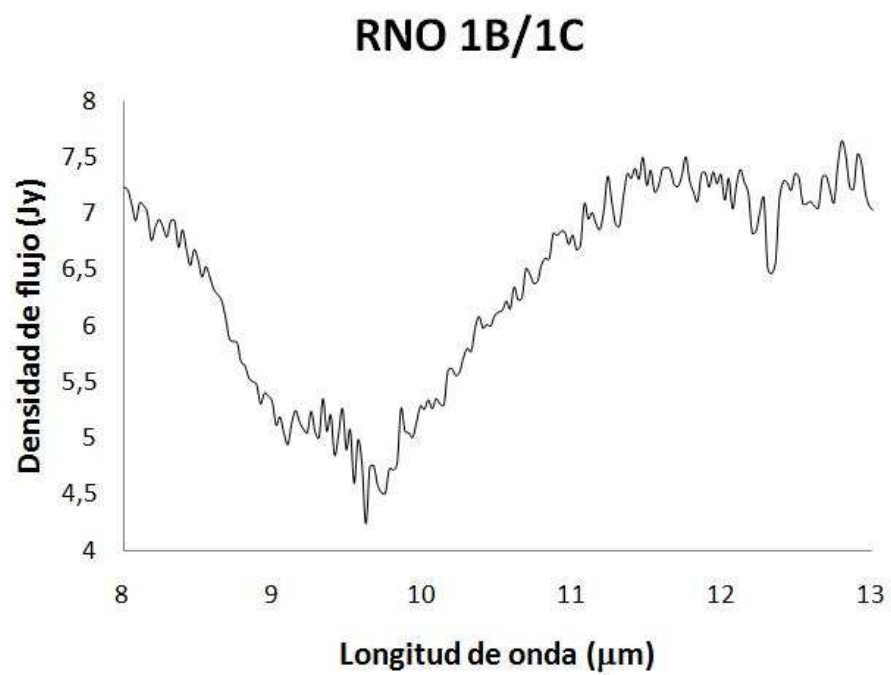


Figura 2.15: Espectro de RNO 1B.

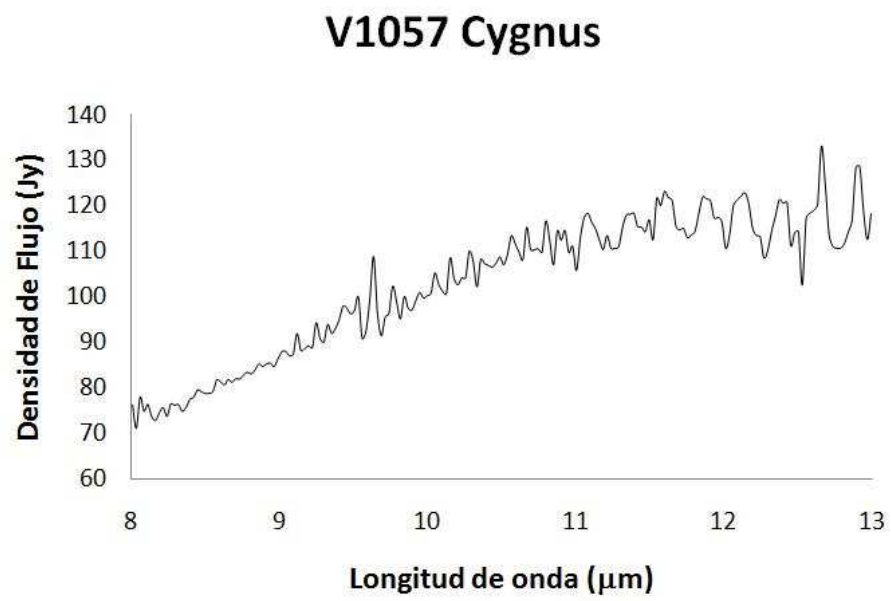


Figura 2.16: Espectro de V1057 Cygni.

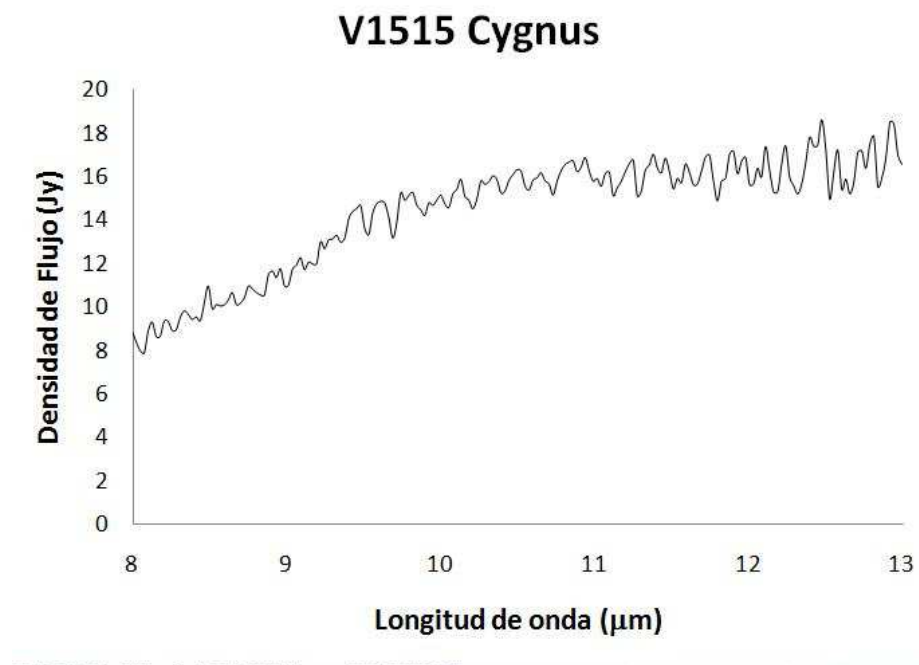


Figura 2.17: Espectro de V1515 Cygni.

Capítulo 3

Fundamentos físicos del análisis de los espectros

Cuando una partícula es iluminada por un haz de luz, la cantidad y la distribución angular de la luz dispersada y la cantidad absorbida por la misma, depende en forma detallada de la naturaleza de la partícula, de su forma, tamaño y composición química. A pesar de que esto nos da infinitas posibilidades distintas, hay algunas características que les son comunes a los fenómenos de dispersión y absorción de pequeñas partículas. Nuestro objetivo será, entonces, analizar este problema y asentar las bases matemáticas y físicas necesarias para posteriormente aplicarlas al análisis de los espectros obtenidos. Los cálculos se centran en la teoría provista por el electromagnetismo clásico, para el cual adoptamos una aproximación macroscópica para determinar las ondas electromagnéticas absorbidas y dispersadas por partículas. Las deducciones matemáticas que siguen a continuación están basadas en las presentadas por Bohren & Huffman (1998).

3.1. Reflectancia y transmitancia en una lámina delgada

Consideremos una lámina de superficies plano-paralela de espesor d , de un material arbitrario absorbente ($N_1 = m = n + ik$) en el vacío ($N_2 = 1$) sobre la cual incide normalmente una onda electromagnética plana monocromática (Figura 3.1) que tiene una forma

$$E_i e^{i\omega(\frac{z}{c} - t)}, \quad (3.1)$$

y las ondas reflejadas y transmitidas son

$$E_r e^{-i\omega(\frac{z}{c} + t)}, \quad E_t e^{i\omega(\frac{z}{c} - t)}. \quad (3.2)$$

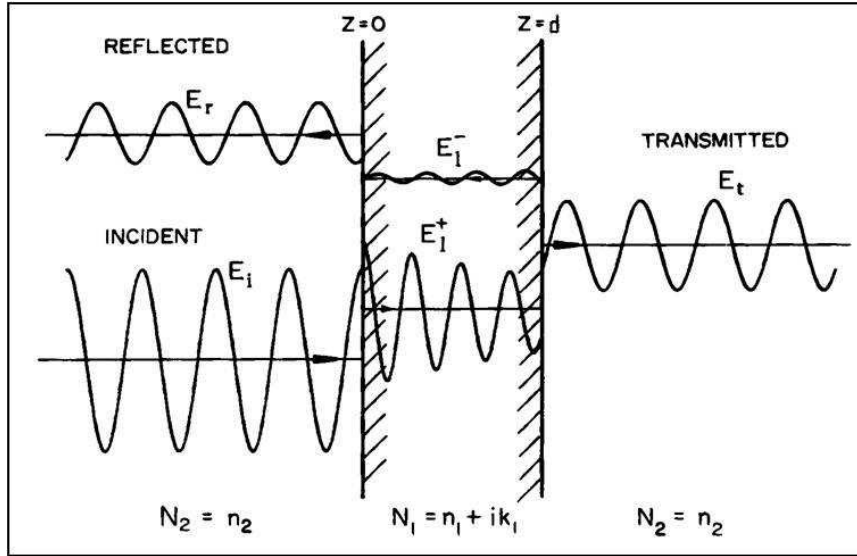


Figura 3.1: Reflexión y transmisión debido a una lámina de espesor d . Figura adaptada del trabajo de Bohren & Hoffman (1998).

Para satisfacer las condiciones de contorno, debemos postular ondas en el interior de la lámina que se propaga en las direcciones $+z$ y $-z$:

$$E_1^+ e^{i\omega(\frac{z}{c} - t)}, \quad E_1^- e^{-i\omega(m\frac{z}{c} + t)}. \quad (3.3)$$

Las ondas reflejadas y transmitidas para una incidencia normal son independientes de la polarización, por lo que podemos escribir las amplitudes como escalares. En $z = 0$, las amplitudes deben satisfacer las condiciones de contorno:

$$\begin{aligned} E_t + E_r &= E_l^+ E_l^-, \\ E_t - E_r &= m(E_l^+ - E_l^-), \end{aligned}$$

mientras que en $z = d$:

$$\begin{aligned} E_l^+ e^{ikmd} + E_l^- e^{-ikmd} &= E_t e^{ikd}, \\ E_l^+ e^{ikmd} - E_l^- e^{-ikmd} &= \frac{1}{m} E_t e^{ikd}, \end{aligned}$$

donde $k = w/c = 2\pi/\lambda$. Los coeficientes de reflexión y transmisión son:

$$r = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\tilde{r}1 - e^{i2kmd}}{1 - \tilde{r}2e^{i2kmd}}, \quad (3.4)$$

$$t = \frac{E_t}{E_i} = \frac{4m}{(m+1)^2} \frac{e^{-ikd}}{e^{-ikmd} - \tilde{r}2e^{ikmd}}, \quad (3.5)$$

donde $\tilde{r} = \frac{1-m}{1+m}$. Después de algunos desarrollos algebraicos muy simples, se puede ver que la expresión para la transmitancia queda:

$$T = |t|^2 = \frac{(1-R)^2 + 4R \sin^2 \psi}{e\alpha d + R^2 e^{-\alpha d} - 2R \cos(2\phi + \psi)}, \quad (3.6)$$

donde:

$$\begin{aligned} R &= \left| \frac{1-m}{1+m} \right|^2, \\ \phi &= \frac{4\pi nd}{\lambda}, \\ \psi &= \arctan \left\{ \frac{2k}{(n^2+k^2-1)} \right\}, \quad 0 \leq \psi \leq \pi \\ \alpha &= \frac{4\pi k}{\lambda}. \end{aligned}$$

Los experimentos para medir transmitancias, requieren de una cantidad medible de luz, por lo que se requiere que $k \ll 1$, excepto para láminas muy delgadas ($d \ll \lambda$). Por otro lado, el termino oscilatorio $\cos(2\phi + \psi)$ da lugar a bandas de interferencia, siendo $\Delta\lambda$ el intervalo en longitudes de onda entre dos máximos consecutivos de la transmitancia. Además se supuso una onda perfectamente monocromática, la cual no es físicamente posible de alcanzar, sino que el haz de luz tiene un rango de longitud de onda $\delta\lambda$; entonces, en el resultado anterior, λ es una media de la dispersión $\delta\lambda$. También suele ser más práctico eliminar las bandas de interferencia de los espectros de transmisión, lo cual se obtiene si $\delta\lambda \gg \Delta\lambda$. Otra condición que se supuso es que las superficies son ópticamente suaves, es decir, la rugosidad de las superficies es pequeña comparada con la longitud de onda incidente. Si las superficies no fueran suaves, la luz se reflejaría de forma difusa en una distribución angular, y no especularmente en una sola dirección.

Para obtener la expresión de la transmitancia (3.6), se supuso una sola reflexión en cada superficie. Ahora vamos a hacer una aproximación más físicamente real al considerar múltiples reflexiones y transmisiones del haz incidente. Consideremos un rayo con una intensidad I_i que incide sobre la lámina (Figura 3.2). Una fracción R de la luz incidente es reflejada en la primer interfaz, y la luz que atraviesa la lámina sufre una atenuación por un factor $\exp(-\alpha d)$. En la segunda interfaz parte de la luz es reflejada y una cantidad $I_i(1-R)^2\exp(-\alpha d)$ es transmitida. La luz reflejada atraviesa la lámina nuevamente y parte es reflejada nuevamente en la primera interfaz y parte transmitida, y así sucesivamente. De modo que la intensidad total transmitida será:

$$I_t = I_i(1-R)^2e^{-\alpha d}[1 + R^2e^{-2\alpha d} + R^4e^{-4\alpha d} + \dots]. \quad (3.7)$$

Una aproximación útil, es suponer que $R^2\exp(-2\alpha d) \ll 1$, lo cual se cumple, teniendo en cuenta que los espectros de reflectancia de una gran cantidad de sustancias analizadas en los laboratorios no supera el valor de 0.17. Las ecuaciones finales para la transmitancia y reflectancia, después de todas estas aproximaciones, queda:

$$T = (1-R)^2e^{-\alpha d}, \quad (3.8)$$

$$\tilde{R} = R(1-R)\exp(-2\alpha d). \quad (3.9)$$

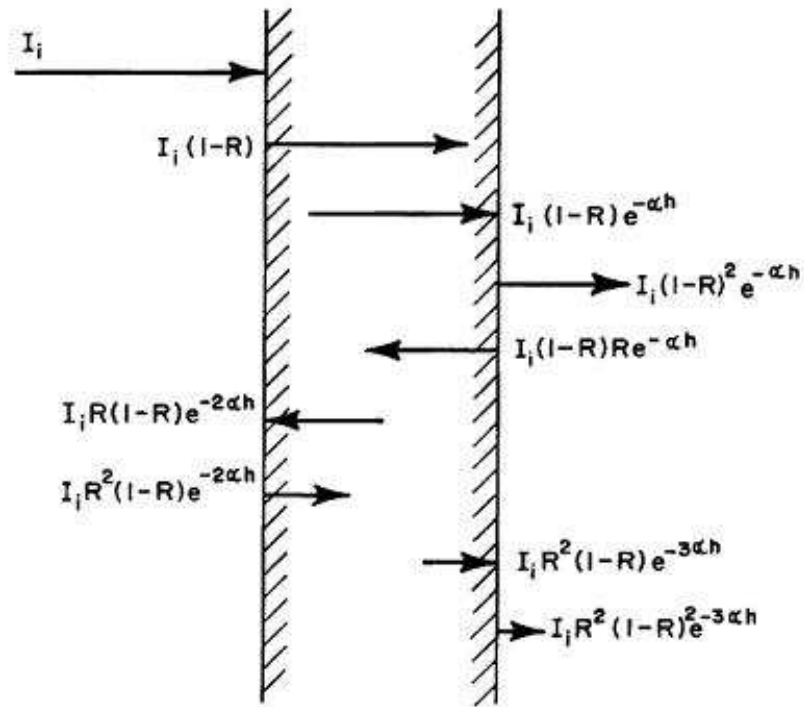


Figura 3.2: Transmisión debido a múltiples reflexiones en las superficies de la lámina. Figura adaptada del trabajo de Bohren & Hoffman (1998).

Determinación experimental de las constantes ópticas

De lo expuesto en la sección anterior, la transmitancia queda determinada por las constantes ópticas n y k de la lámina. El problema radica en que dichas constantes ópticas (estrictamente hablando, no son constantes, sino que dependen de la frecuencia, sin embargo, tradicionalmente se las sigue llamando constantes) no se miden de forma directa, si no que deben ser derivadas de alguna cantidad que sí pueda ser medida, como por ejemplo coeficientes de transmisión y reflexión, reflectancias y transmitancias, ángulos de refracción, etcétera, en conjunto con la teoría expuesta. Para una longitud de onda dada, existen dos constantes ópticas a ser determinadas, lo que quiere decir que se requieren varias mediciones. Se suelen utilizar diversos métodos, de los cuales, algunos son:

1. Mediciones de los ángulos de refracción, como el ángulo mínimo de desviación de un prisma; n se obtiene de la ley de Snell, pero requiere muestras altamente

transparentes ($k \approx 0$).

2. Mediciones de las reflectancias y transmitancias en una lámina para un haz de luz con incidencia casi normal. Las muestras deben ser lo suficientemente transparentes como para poder medir transmisiones, pero no tan transparentes como en el caso 1.
3. Mediciones de la reflectancia en incidencia casi normal a lo largo de un rango amplio de frecuencias. El cambio de fase de la luz reflejada se obtiene del análisis de Kramers-Kronig. Este método es muy útil en regiones espectrales donde la muestra es altamente opaca, pero requiere de mediciones sobre un muy amplio rango espectral.
4. Técnicas elipsométricas en los cuales se miden amplitudes y cambios de fases del haz reflejado de forma directa (a diferencia del caso anterior), pero la dificultad radica en que se requieren diversos elementos ópticos tales como polarizadores y retardadores.
5. Mediciones de reflectancias para luz incidente en varios estados de polarización y dos ángulos oblicuos de incidencia. Los resultados son analizados con las fórmulas de Fresnel. Se requieren ángulos grandes de incidencia para obtener una buena precisión, y, por lo tanto, grandes superficies de la muestra.

Se mencionan estos métodos, porque son los seguidos en los laboratorios de física, y evidentemente no hay un sólo método superior en todos los casos. Estas mediciones son las que son publicadas luego, y de la librería de publicaciones se extraen las muestras para luego obtener las constantes ópticas que serán comparadas al analizar los espectros.

En el caso de los tipos de partículas estudiadas en este Trabajo Final, los silicatos, y en particular los silicatos amorfos, se suelen hacer simples modelos utilizando osciladores armónicos. Idealmente se debería suponer una cadena infinita de osciladores oscilando en cada frecuencia, pero lo que se ha observado es que una forma simplificada de dos osciladores fuertemente amortiguados centrados alrededor de $10 \mu\text{m}$ y $20 \mu\text{m}$ reproducen las observaciones de una forma más que aceptable. Diversos autores han propuesto distintos modelos, sin embargo, quizás el más difundido o utilizado en los laboratorios es el propuesto por Spitzer & Kleinman (1961) para la constante dieléctrica del material $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$:

$$\epsilon_1 = \epsilon_\infty + \frac{f\nu_0^2(\nu_0^2 - \nu^2)}{(\nu_0^2 - \nu^2) + \nu^2\Gamma^2},$$

$$\epsilon_2 = f\nu_0^2 \frac{\nu f}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \nu^2\Gamma^2}$$

donde:

ϵ_∞ : cte. dieléctrica a altas frecuencias,

f : fuerza de oscilador,

ν_0 : frecuencia central,

Γ : amplitud de oscilación.

Las partes real e imaginaria de la constante dieléctrica están relacionadas con las constantes ópticas mediante las relaciones:

$$n = \left[\frac{(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{1/2} + \epsilon_1}{2} \right]^{1/2}$$

$$k = \left[\frac{(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{1/2} - \epsilon_1}{2} \right]^{1/2}.$$

En la práctica, lo que se suele hacer es medir transmitancias y reflectancias (coeficientes de transmisión y reflexión, etc.) y ajustar los parámetros f , ν_0 y Γ para inferir los n y k , para ser luego aplicados a las Ecuaciones (3.8) y (3.9). Dichos parámetros se ajustan mediante prueba y error, hasta alcanzar un error no mayor del 3%. De este modo quedan determinadas las constantes ópticas.

3.2. Absorción y dispersión debido a una partícula

Si bien en la sección anterior se trató el problema de una lámina delgada, lo que sucede con una partícula arbitraria es un poco diferente. Sin embargo, se pueden establecer ciertas analogías y tomar los resultados obtenidos para una lámina y aplicarlos al problema de la partícula. El primer problema que surge cuando tratamos una partícula en la cual incide un rayo de luz, es que carece de sentido hablar de

ondas reflejadas y transmitidas, ya que dichos efectos y los principios de las teorías aplicadas no pueden ser usados a menos que la superficie del cuerpo perturbado sea muchas veces más *grande* que el cuadrado de la longitud de la onda incidente, mientras que las partículas a ser tratadas son *menores* que la longitud de onda de interés ($0.1 \mu\text{m}$ contra $10 \mu\text{m}$). Por lo tanto la teoría de ondas no puede ser aplicada del mismo modo que se lo hizo anteriormente. A pesar de esto, podemos establecer algunas comparaciones entre las dos situaciones, y se pueden obtener resultados en el caso de la lámina que serán utilizados cuando tratemos el problema de la partícula. Dichas analogías están esquematizadas en la Figura 3.3 y en la Tabla 3.1.

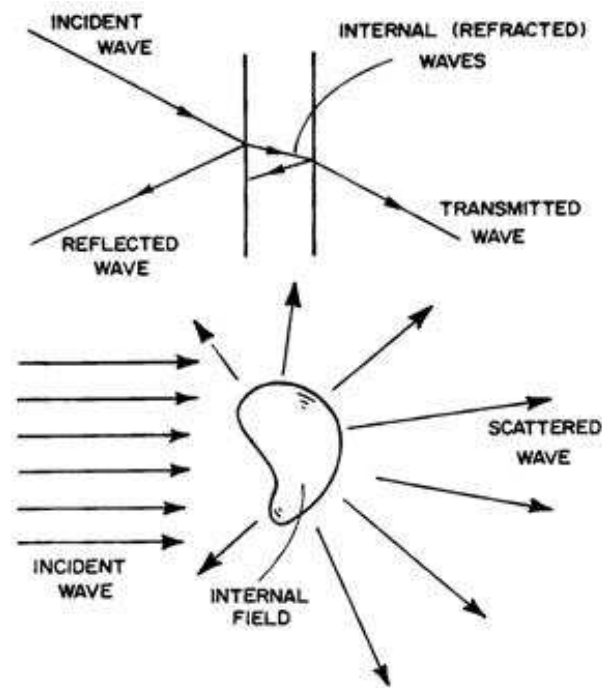


Figura 3.3: Esquema que muestra la analogía entre una lámina y una partícula. En la lámina va a haber una onda transmitida, y una onda reflejada, mientras que en la partícula va a ver una onda interna, y una onda dispersada. Figura adaptada del trabajo de Bohren & Hoffman (1998).

Cabe remarcar que en el caso de que el rayo de luz no sea de incidencia normal, aparece en juego la polarización de la onda reflejada, sin embargo ese tema no

Tabla 3.1: Analogía entre una lámina y una partícula

Lámina	Partícula
Onda incidente	Onda incidente
Onda reflejada y transmitida	Onda dispersada
Ondas internas refractadas	Campo interno

será tratado en este Trabajo Final.

3.2.1. Planteamiento del problema

La situación que vamos a plantear es la siguiente: se hace incidir una onda monocromática plana sobre una partícula que tiene tamaño, forma y propiedades ópticas determinados, que se encuentra en el vacío (Figura 3.4), y queremos determinar la onda en todos los puntos dentro de la partícula y en todos los puntos del medio. El campo en el medio será la superposición del campo incidente y del dispersado por la partícula. Evidentemente se deben cumplir las ecuaciones de Maxwell en todos lados. Además dichos campos deben satisfacer la ecuación de onda, y las condiciones de contorno en la interfaz entre la partícula y el medio (continuidad de la componente tangencial a la superficie del campo eléctrico y del campo magnético). Una suposición que vamos a hacer es que la partícula es homogénea, no se encuentra cargada, no tiene corrientes internas, ni son inducidas por la onda incidente, y la partícula no genera por si misma radiación.

Una vez encontrados los campos electromagnéticos dentro de la partícula y los dispersados, se puede llegar a determinar el vector de Poynting \mathbf{S} en todos los puntos, el cual, a su vez, va a ser la suma de 3 términos:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \mathbf{Re} \{ \mathbf{E}_{\text{med}} \times \mathbf{H}_{\text{med}}^* \} = \mathbf{S}_i + \mathbf{S}_s + \mathbf{S}_{\text{ext}}, \quad (3.10)$$

en donde el subíndice i denota el término incidente, el s el término de dispersión, med el campo total, resultante de la onda incidente y a la dispersada, y el término

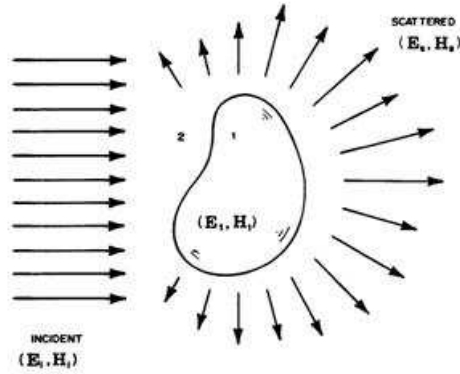


Figura 3.4: El campo incidente (E_i, H_i) da lugar a un campo (E_1, H_1) dentro de la partícula y un campo dispersado (E_s, H_s) en el medio. Figura adaptada del trabajo de Bohren & Hoffman (1998).

\mathbf{S}_{ext} aparece debido a la interacción de la onda incidente con la dispersada.

Supongamos que ahora encerramos a la partícula con una superficie cerrada esférica imaginaria de radio r (Figura 3.5) y queremos ver la energía que atraviesa dicha superficie. Debido a la interacción de la radiación con la materia, parte de la energía de la onda incidente va a ser absorbida (transformada en otras formas, tales como excitaciones electrónicas, reordenamiento de las cargas, vibraciones de los átomos y moléculas, etc.) y dispersada. A esto lo vamos a llamar extinción. La extinción depende de la composición química, de las partículas, del tamaño, de la forma, de la orientación, de la cantidad de partículas y de la frecuencia y polarización de la onda. A pesar que los detalles específicos de la misma, que depende de todos estos factores, hay ciertos aspectos generales que les son comunes a todas las partículas.

La energía neta que atraviesa la superficie esférica imaginaria es

$$W_a = - \int \mathbf{S} \cdot \hat{\mathbf{e}}_r d\mathbf{A}, \quad (3.11)$$

donde la integral se realiza sobre toda la esfera. Si W_a es negativo, quiere decir que se está generando energía dentro de la partícula, lo cual desechamos por una de las

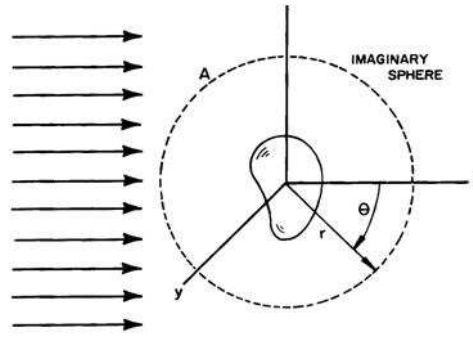


Figura 3.5: Extinción debido a una sola partícula. Figura adaptada del trabajo de Bohren & Hoffman (1998).

hipótesis iniciales. Si W_a es positivo, parte de la energía es absorbida por la partícula. Pero como el medio es no absorbente, pues estamos suponiendo que es el vacío, entonces W_a es la tasa de energía que está siendo absorbida por la partícula. Podemos escribir a la tasa de energía absorbida como la suma de tres términos:

$$W_a = W_{ext} - W_s. \quad (3.12)$$

En esta ecuación no aparece el término debido a la onda incidente, porque en un medio homogéneo se hace idénticamente cero. Por lo tanto, la energía total que se extingue será la absorbida por la partícula más la que es dispersada. Por otro lado, se puede ver que la cantidad definida como $C_{ext} = W_{ext}/I_i$ tiene dimensiones de área, y es esta cantidad la que se define como *sección de extinción*; y es una cantidad observable perfectamente medible en un laboratorio, ya que se puede interpretar de la siguiente manera: si tenemos un detector con un área A que mide la energía que sobre él incide debido a una onda electromagnética, y luego se vuelve a medir la energía, pero interponiendo una partícula entre la fuente y el detector, entonces el efecto de la partícula es *disminuir el área efectiva del detector por una cantidad C_{ext}* . Entonces el coeficiente de extinción por absorbedor será igual a esta sección eficaz. Si se tiene un gas con N cantidad de partículas por unidad de volumen de la misma especie, entonces el coeficiente de extinción por unidad de volumen será $\alpha = NC_{ext}$. Del mismo modo, si se tienen diferentes partículas, entonces el coeficiente de extinción total por unidad de volumen será la suma de los coeficientes de absorción debido a cada tipo

de partícula: $\alpha = \sum_j N_j C_{ext,j}$, donde N_j es la cantidad de partículas del tipo j por unidad de volumen, y la suma se realiza sobre los distintos tipos de partículas.

Si, por otro lado, suponemos que la dispersión es mucho menor comparado con la absorción debido a las partículas, entonces $C_s \ll C_a$, entonces $C_{ext} \approx C_a$. Para justificar el por qué despreciamos este término, tendríamos que hacer hincapié en la teoría de transferencia radiativa. Sin embargo, podemos justificarlo cualitativamente diciendo que parte de la radiación que es dispersada de una onda que se propaga en la dirección z , es devuelta hacia el campo de radiación, propagándose en la misma dirección. Por lo tanto, a diferencia de la absorción donde toda la energía absorbida se pierde, no toda la energía dispersada se “pierde”, y contribuye a otras direcciones.

Se suele definir una cantidad “*eficiencia de extinción*” como $Q_{ext} = C_{ext}/G$, donde G es la sección transversal de la partícula, proyectada sobre el plano perpendicular a la dirección de propagación de la onda. Así, entonces, si la partícula es una esfera de radio a , $G = \pi a^2$, por ejemplo. Se puede definir de forma análoga una “*eficiencia de absorción*” y una “*eficiencia de dispersión*”, en términos de sus correspondientes secciones eficaces, que, a su vez, están definidas de forma similar a la sección eficaz de extinción.

A pesar de que el coeficiente de absorción (que es igual al de extinción, pues despreciamos la dispersión) por absorbedor α provee más información física de las propiedades absorbedoras del material (por ejemplo, como absorbe una partícula en función de su tamaño), se suele utilizar, por tradición, la eficiencia de extinción, y en la literatura se suele encontrar información en término de estas dos cantidades.

3.3. Aplicación a partículas específicas

En la sección anterior se determinaron propiedades comunes a todas las partículas cuando se les hace incidir una onda electromagnética plana. En esta parte lo que vamos a hacer es encontrar explícitamente la forma de los coeficientes de extinción para tres casos particulares de partículas: partículas esféricas en el límite de Rayleigh, partículas elipsoidales de igual tamaño y para una distribución continua de tamaños de partículas elipsoidales.

3.3.1. Partículas esféricas en el límite de Rayleigh

Quizás el caso más simple, y el más importante, para el cual se puede encontrar una solución cerrada al problema de absorción y dispersión de partículas sea el de partículas de forma esférica de radio arbitrario. La solución formal para este problema fue resuelta hace ya muchos años. Sin embargo, hoy en día el tratamiento matemático de dicho problema aceptado es el formulado por Gustav Mie en 1908, por lo que las derivaciones de la expresión final se debe básicamente a la Teoría de Mie para absorción y dispersión de partículas esféricas.

La matemática seguida por Mie, si bien resulta de un álgebra elemental, es bastante engorroso, y se aleja de los objetivos de este trabajo, por lo que se expondrán las hipótesis y los resultados finales, haciendo omisión de todos los cálculos intermedios.

La solución formal para una partícula de tamaño arbitrario se consigue haciendo expansiones en serie de las funciones de Bessel y de los polinomios asociados de Legendre, resultando un tanto complicada. Pero si suponemos partículas cuyo radio se mucho menor que la longitud de onda de luz incidente ($a \ll \lambda$), entonces el resultado final se simplifica considerablemente, llegando a la expresión

$$Q_{abs} = Q_{ext} = 4xIm \left\{ \frac{m^2 - 1}{m^2 + 1} \right\}, \quad (3.13)$$

donde $x = \frac{2\pi a}{\lambda}$. Esto puede ser escrito explícitamente en términos de las constantes ópticas n y k :

$$Q_{abs} = \frac{2\pi a}{\lambda} \frac{24nk}{(n^2 - k^2 + 2)^2 + 4n^2k^2} \quad (3.14)$$

En la Figura 3.6 se muestra el comportamiento de Q_{abs} en función de la longitud de onda para dos olivinos ($Mg_{2y}Fe_{2-2y}SiO_4$, donde y es un parámetro de riqueza del magnesio respecto del hierro, y además $0 \leq y \leq 1$) con distintos grados de riqueza del magnesio ($y = 0.4$ e $y = 0.5$). Las eficiencias fueron derivadas haciendo uso de la Ecuación (3.14). Las constantes ópticas fueron tomadas de los trabajos de Dorschner et al. (1995; Figura 3.7). Estos autores publicaron varios trabajos dedicado al estudio

del comportamiento del coeficiente de extinción de una serie diversa de materiales en función de la longitud de onda.

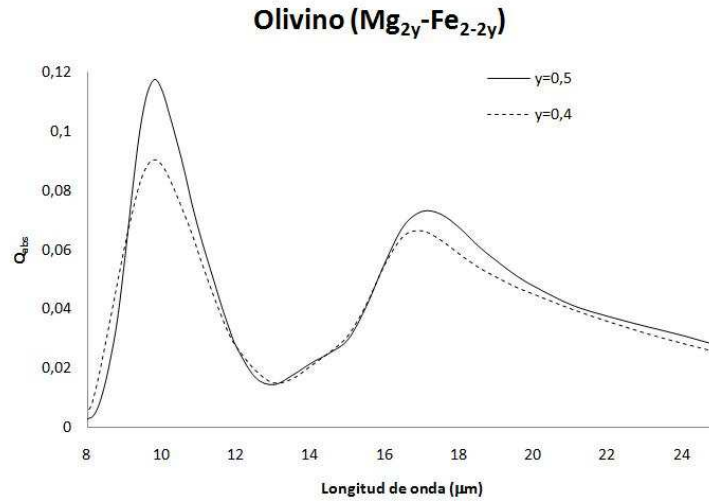


Figura 3.6: Eficiencia de extinción de dos olivinos con distinto contenido en hierro. En línea sólida el olivino con un grado de riqueza del magnesio $y = 0.5$, y en línea de rayas un grado de $y = 0.4$.

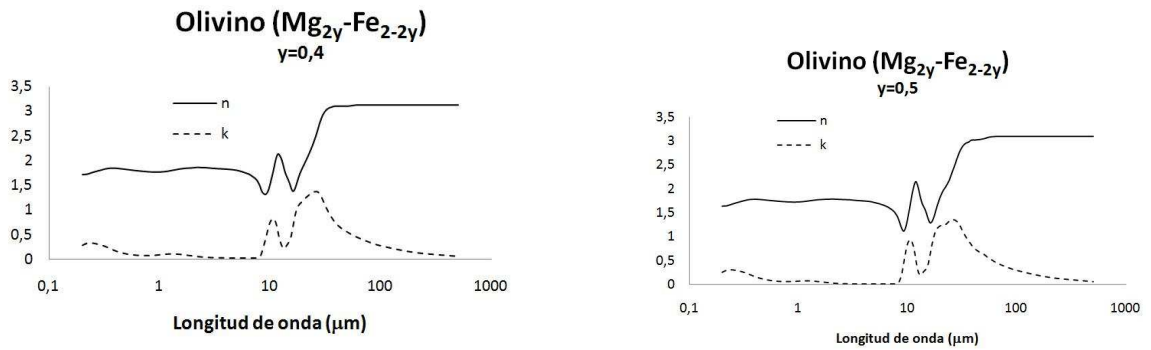


Figura 3.7: Constantes ópticas para el olivino con dos grados de riqueza de magnesio diferentes. *Izquierda:* $y = 0.4$. *Derecha:* $y = 0.5$. La tabla de los datos utilizados para construir esta figura fue tomada del trabajo de Dorschner et al. (1995).

3.3.2. Partículas elipsoidales de igual tamaño

Ahora podemos otorgar un grado de libertad al problema, y vamos suponer un caso un poco más real en cuanto a la forma de las partículas. La forma más general de una partícula sin bordes ni esquinas de forma regular, es la de un elipsoide de semiejes $a > b > c$. A pesar de que las cuentas matemáticas se complican un poco más, no se introducen nuevos conceptos para resolver este nuevo problema. Para avanzar hace falta introducir las *coordenadas elipsoidales* (ξ, η, ζ) definidas como

$$\begin{aligned}\frac{x^2}{a^2 + \xi^2} + \frac{x^2}{b^2 + \xi^2} + \frac{x^2}{c^2 + \xi^2} &= 1, & -c^2 < \xi < \infty \\ \frac{x^2}{a^2 + \eta^2} + \frac{x^2}{b^2 + \eta^2} + \frac{x^2}{c^2 + \eta^2} &= 1, & -b^2 < \eta < -c^2 \\ \frac{x^2}{a^2 + \zeta^2} + \frac{x^2}{b^2 + \zeta^2} + \frac{x^2}{c^2 + \zeta^2} &= 1, & -a^2 < \zeta < b^2.\end{aligned}$$

Por otro lado, estamos tratando con muchas partículas al mismo tiempo, y salvo casos muy particulares en los cuales exista un mecanismo que ordene la orientación de las partículas, éstas van a estar distribuidas al azar, y cada distribución va a ser igualmente probable. Sin embargo, estamos suponiendo que las partículas tienen exactamente los mismos correspondientes semiejes. Bajo estas condiciones, vamos a tomar un promedio sobre todas las distribuciones de orientaciones, suponiéndolas igualmente probables. El resultado final, después de hacer las cuentas, queda

$$\langle C_{abs} \rangle = kIm \left\{ \frac{1}{3}\alpha_1 + \frac{1}{3}\alpha_2 + \frac{1}{3}\alpha_3 \right\}, \quad (3.15)$$

donde α_i , $i = 1, 2, 3$ son las componentes de la diagonal de la matriz de polarización:

$$\begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_1 & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_2 & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \\ E_{0z} \end{pmatrix}$$

donde,

$$\alpha_i = 4\pi abc \frac{\epsilon_1 - \epsilon_m}{3\epsilon_m + 3L_i(\epsilon_1 - \epsilon_m)},$$

$$L_i = \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{dq}{(a_i^2 + q)f(q)}, \quad a_1 = a, \quad a_2 = b, \quad a_3 = b,$$

ϵ_m : es la constante dieléctrica del medio,

l_i : es el factor geométrico que es un índice de la orientación de un elipsoide en la dirección x_i que va entre 0 y 1,

$f(q) = \{(q + a^2)(q + b^2)(q + c^2)\}^{1/2}$: es una función que aparece cuando se escribe el laplaciano en coordenadas elipsoidales.

3.3.3. Distribución continua de elipsoides

Podemos dar un paso más para considerar un caso más general y más real. Recién supusimos que todos los elipsoides tenían los mismos tamaños. Ahora vamos a permitir que los elipsoides tengan tamaños arbitrarios y vamos a suponer que no existe ningún motivo particular por el cual pueda existir un predominio de algún tamaño en particular. Los mismos estarán distribuidos aleatoriamente con una igualdad de probabilidades sobre todos los tamaños. Esto se considera una “*distribución continua de elipsoides*” o CDE por las siglas en inglés (“*continuum distribution of ellipsoids*”). Vamos a tomar un promedio sobre todas las distribuciones de tamaño posibles de (3.15), con lo que uno llega a

$$\langle\langle C_{abs} \rangle\rangle = k\nu Im \left\{ \frac{2\epsilon}{\epsilon - 1} \log \epsilon \right\} \quad (3.16)$$

donde, $\log \epsilon$ denota el valor principal del logaritmo complejo de $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$.

3.3.4. Comparaciones de las distintas formas y tamaños de las partículas de una misma especie

A continuación vamos a obtener algunas propiedades sobre los coeficientes de extinción en función de la longitud de onda y del tamaño para los 3 casos estudiados en la sección precedente, y con ellas vamos a derivar algunas conclusiones sobre los comportamientos en común que tienen los distintos tipos de granos, que va a servir

para el análisis de los espectros, y poder establecer un criterio para justificar los tipos de granos de polvo propuestos en dicho análisis. Vamos a distinguir dos casos en particular: primero vamos a ver como es el comportamiento de los silicatos de estructura amorfa, y en segundo lugar veremos como es el comportamiento de los granos de estructura cristalina.

3.3.5. Silicatos amorfos

En la Figura 3.8 podemos ver la eficiencia de la absorción del piroxeno ($Mg_xFe_{x-1}SiO_3$, donde x es un parámetro de riqueza del magnesio respecto del hierro, y además $0 \leq x \leq 1$) en función del número de onda ($1/\lambda$), con el contenido en hierro como parámetro. Se pueden apreciar cuatro paneles, en los cuales se comparan los granos en el límite de Rayleigh ($a \ll \lambda$) calculados para dos formas de granos distintas. En el panel de la izquierda partículas esféricas y en el de la derecha una distribución continua de elipsoides (CDE). Mientras que en los paneles inferiores se comparan las eficiencias de dos tamaños de granos distintas, calculados como esferas. Los gráficos, fueron tomados del trabajo de Dorschner et al. (1995). Comparando los paneles podemos sacar las siguientes conclusiones:

1. El espectro presenta una estructura similar al del olivino (Figura 3.6), con un pico muy marcado alrededor de $10 \mu\text{m}$ casi simétrico y un pico secundario un poco menos marcado y más ensanchado cerca de $20 \mu\text{m}$ con una marcada asimetría que muestra una ala roja que se extiende más hacia longitudes de onda más largas que el ala azul.
2. Si comparamos los espectros con respecto a la forma de los granos, no se aprecian diferencias muy notorias, si no más bien son bastante similares, por lo que podemos concluir que la forma de los granos no afecta de forma notoria los perfiles. De esta manera podemos hacer los cálculos suponiendo partículas esféricas sin introducir errores apreciables.
3. El contenido en hierro produce un ensanchamiento en el perfil en $10 \mu\text{m}$ a medida que aumenta, mientras que en el perfil secundario se puede observar que aparece un segundo pico que se va haciendo cada vez más intenso y muy marcado.

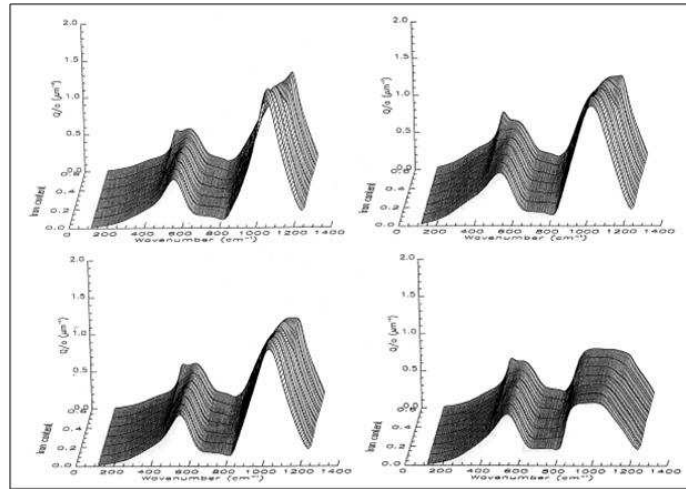


Figura 3.8: Piroxeno amorfo con contenido en hierro como parámetro. *Paneles superiores, izquierda y derecha:* esferas y CDE. *Paneles inferiores, izquierda y derecha:* esferas de $1 \mu\text{m}$ y $2 \mu\text{m}$ de radio. Figura adaptada del trabajo de Dorschner et al. (1995).

- Comparando los tamaños de las partículas, se puede ver que partículas más grandes producen un ensanchamiento de los perfiles y el perfil en $10 \mu\text{m}$ pierde intensidad, llegando al límite del tamaño de $2 \mu\text{m}$ donde ya no se cumple el criterio de Rayleigh y se debe utilizar la teoría de Mie para realizar los cálculos. Este aspecto es muy importante cuando se recopilen datos de los granos de la bibliografía, en los cuales hay que tener mucho cuidado sobre los tamaños de los granos.

3.3.6. Silicatos cristalinos

En la Figura 3.9 podemos ver la sección de extinción del cuarzo cristalino (SiO_2) realizado por Bohren & Hoffman (1998) usando constantes ópticas determinadas por Spitzer & Kleinman (1961). En ambos paneles se compara el espectro medido de la sección de extinción en función del número de onda y se comparan dos modelos: en el panel superior se compara la sección calculada para partículas esféricas en el límite de Rayleigh, en línea sólida, con la sección medida, en línea de rayas; en el panel inferior se compara la sección calculada usando una CDE, en línea sólida, con la sección medida, en línea de rayas. En la Figura 3.10 podemos ver los coeficientes de absorción másico de piroxenos cristalinos con distinto contenido en hierro,

tomados de un trabajo de Chihara et al. (2002), y en la Figura 3.11 podemos ver los coeficientes de absorción másicos de olivinos cristalinos para distintos contenidos en hierro obtenidos por Koike et al. (2003). Podemos sacar las siguientes conclusiones:

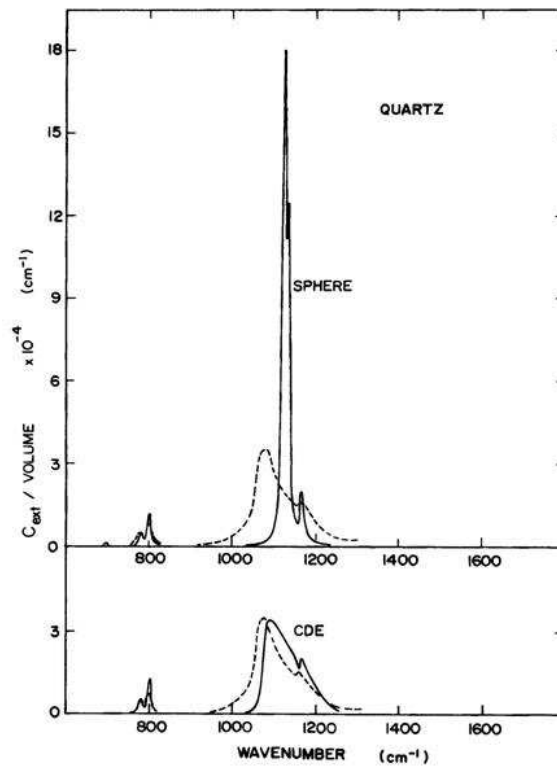


Figura 3.9: Comparaciones de la sección de extinción del cuarzo cristalino medida con las calculadas usando esferas (*arriba*) y una distribución continua de elipsoides -CDE- (*abajo*). Figura adaptada del trabajo de Bohren & Hoffman (1998).

1. A diferencia de los silicatos amorfos, se puede observar que la forma de las partículas afecta en gran medida la forma del espectro, siendo más precisa la CDE, por lo que hay que tener sumo cuidado con esto cuando se analicen los granos cristalinos.
2. En cuanto al tamaño de las partículas, de los trabajos realizados por Jäger y colaboradores en una serie de trabajos (Jäger et al. 1994, Dorschner et al. 1995, Mutschke et al. 1998, Jäger et al. 1998, Fabian et al. 2000, Fabian et al. 2001,

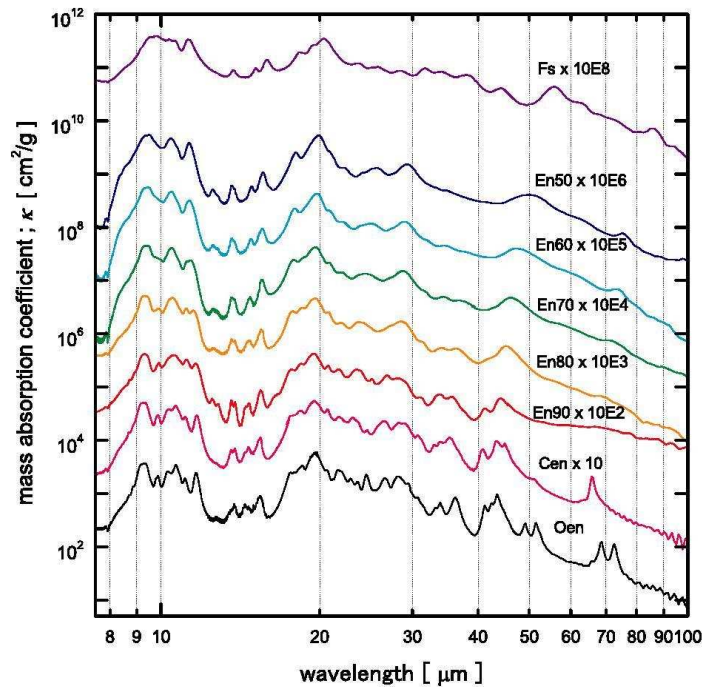


Figura 3.10: Coeficientes de absorción másico de piroxenos cristalinios. De abajo hacia arriba crece el contenido en hierro de a 10 %. El de más abajo es ortoenstatita y el de más arriba ferrosilita; los del medio son enstatitas. Figura adaptada del trabajo de Chihara et al. (2002).

Jäger et al. 2003) muestran que en los silicatos cristalinios no influye tanto el tamaño de las partículas, siempre que se trabaje en el límite de Rayleigh.

3. El contenido en hierro juega un papel importante, produciendo modificaciones en los perfiles, siendo en el caso de los silicatos cristalinios más notorio que en los silicatos amorfos. Los espectros son aun más susceptibles al cambio en longitudes de onda más largas. Por lo tanto, observaciones en el infrarrojo lejano nos daría una mayor posibilidad de discriminar las especies de silicatos presentes.
4. Si comparamos los espectros de los olivinos con los de los piroxenos cristalinios, se puede observar que son bastante diferentes, contrariamente con lo que ocurre cuando son granos amorfos.
5. Tanto los silicatos cristalinios como los amorfos presentan perfiles dominantes alrededor de 10 y 20 μm . Sin embargo, los perfiles de los silicatos cristalinios

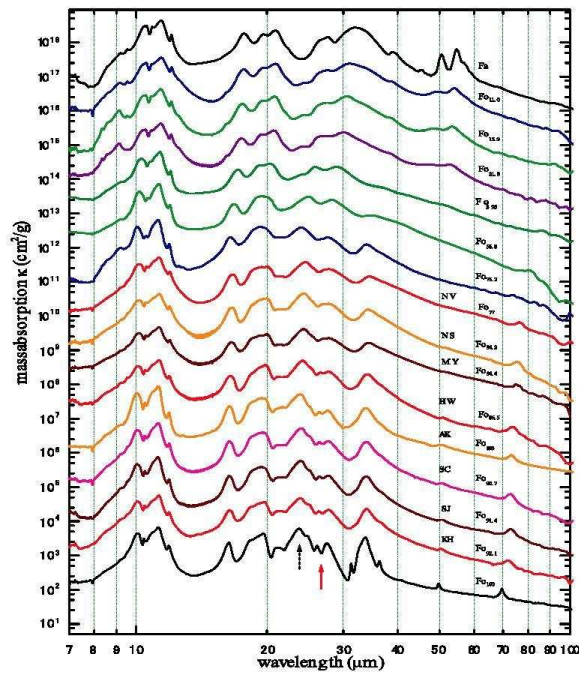


Figura 3.11: Coeficientes de absorción másico de olivinos cristalinos. El contenido en hierro aumenta hacia arriba. El de más arriba es fayalita y el resto forsterita. Figura adaptada del trabajo de Koyke et al. (2003)

presentan mayores estructuras en estas bandas que los amorfos.

Teniendo estas conclusiones en consideración, vamos a proceder a realizar un análisis de los espectros de la muestra en el siguiente capítulo.

Capítulo 4

Análisis de los espectros en $10 \mu\text{m}$ de la muestra de ocho estrellas de tipo FU Orionis estudiada

4.1. Tipos de espectros

En los espectros obtenidos de las ocho FUORs, podemos distinguir dos grupos: los que presentan el espectro en emisión y los que lo presentan en absorción. En el primer grupo se encuentran FU Orionis, V1057 Cygni y V1515 Cygni; mientras que en el segundo están ISO-ChaI 192, PP 13S, OO Serpenti, L1551 IRS5 y RNO 1B/1C.

A los espectros del primer grupo (en emisión) lo normalizamos al continuo, que fue estimado vía interpolación lineal de los flujos cercanos a los extremos. El resultado de esto se muestra en las Figuras 4.1–4.3, en las cuales se indica el flujo normalizado del objeto en línea sólida y el continuo en línea de rayas. A cada uno de los espectros del segundo grupo (en absorción) lo transformamos en un espectro de la profundidad óptica que genera la absorción, mediante una ley clásica de extinción $F_\lambda = F_{0\lambda} \exp(-\tau_\nu)$, donde F_λ es el flujo observado, $F_{0\lambda}$ es el flujo del continuo y τ_ν es la profundidad óptica. Estos espectros se muestran en las Figuras 4.4–4.8.

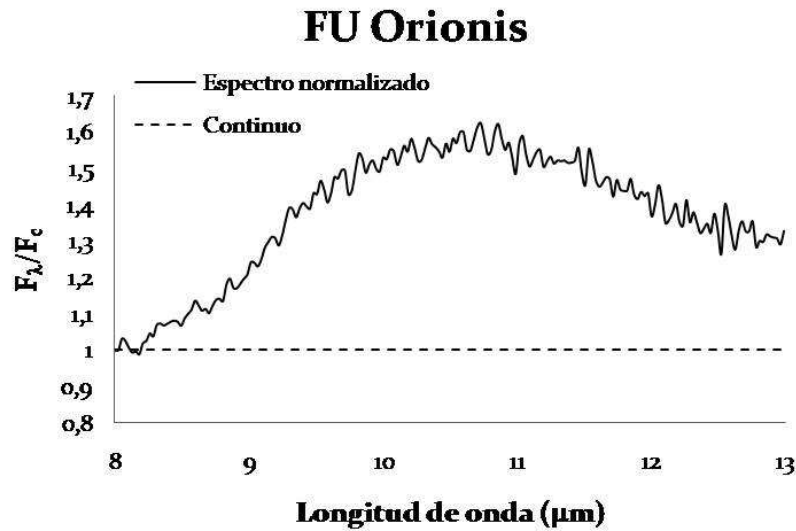


Figura 4.1: Espectro normalizado de FU Orionis (línea sólida). El continuo se puede observar en línea de rayas.

4.1.1. Espectros en emisión

En los espectros en emisión se puede observar que el pico de la emisión se encuentra más cercano a $10.5 \mu\text{m}$, que a $9.7 \mu\text{m}$ (correspondiente a la típica absorción del silicato interestelar). Esto puede considerarse una evidencia de la presencia de granos de mayor tamaño a los encontrados en el medio interestelar. Además, en estos objetos podemos ver que después de alcanzar su máximo, la emisión sufre un aplanamiento y no disminuye como se debería esperar si solo hubiesen silicatos amorfos. Esto es consistente con la presencia, principalmente, de forsterita –un olivino cristalino– cuyo perfil principal se encuentra en $11.3 \mu\text{m}$. Sin embargo estos espectros presentan mucho ruido ($S/N \sim 5$, estimada vía variaciones pixel a pixel respecto del flujo). Esto es especialmente notorio en V1057 Cygni y V1515 Cygni, por lo que resulta extremadamente difícil discriminar entre algunas otras posibilidades de silicatos, o incluso el grado de riqueza del hierro. Si comparamos estos espectros entre sí, podemos ver que el espectro de V1057 Cyg es el más ensanchado que los otros dos. La causa de esto podría ser que la emisión se debe a granos más grandes que en FU Ori y V1515 Cyg.

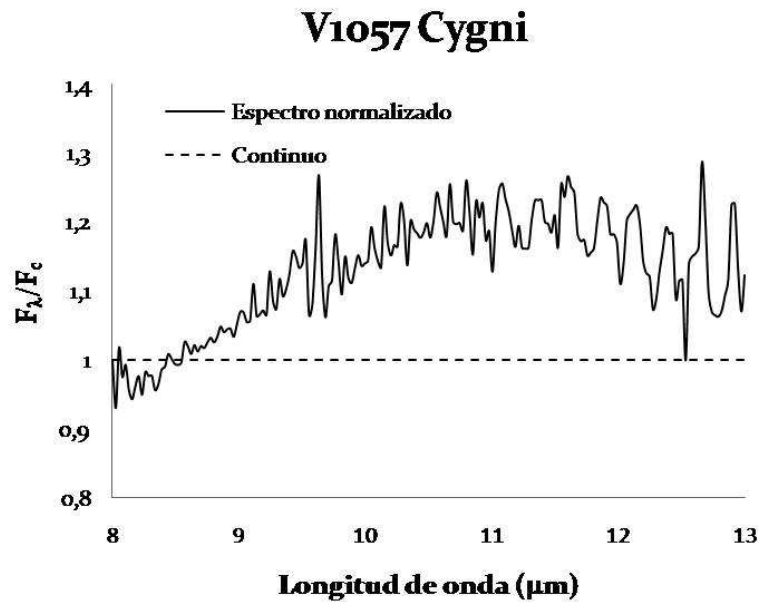


Figura 4.2: Espectro normalizado de V1057 Cygni (línea sólida). El continuo se puede observar en línea de rayas.

4.1.2. Espectros en absorción

En los espectros en absorción se observa que predomina un perfil con un pico cercano a $9.7 \mu\text{m}$, característico de los silicatos amorfos. En particular, en nuestra muestra, lo comparamos con el olivino amorfo, de riqueza $y = 0.5$. Este tipo de silicato es el más comúnmente encontrado en los espectros de los objetos estelares de masa baja (ver por ejemplo Jäger et al. 1994).

Se puede apreciar que en ISO-ChaI 192, L1551 IRS5 y RNO 1B el pico de la absorción no coincide con el del olivino propuesto. Entonces, no sería este tipo de grano el predominante en estos objetos. Una posibilidad podría ser la presencia de piroxenos (más comúnmente presente en discos de estrellas de masa intermedia). La estructura en forma de meseta que se puede ver cerca de $10.5 \mu\text{m}$ en ISO-ChaI 192 y L1551 IRS5 es consistente con la superposición de silicatos amorfos de mayor tamaño que el que genera la absorción principal. Esto evidencia un cierto grado de evolución o procesamiento de los granos de polvo con relación a los del medio interestelar. En OO Ser, se puede apreciar que el pico de la absorción coincide razonablemente

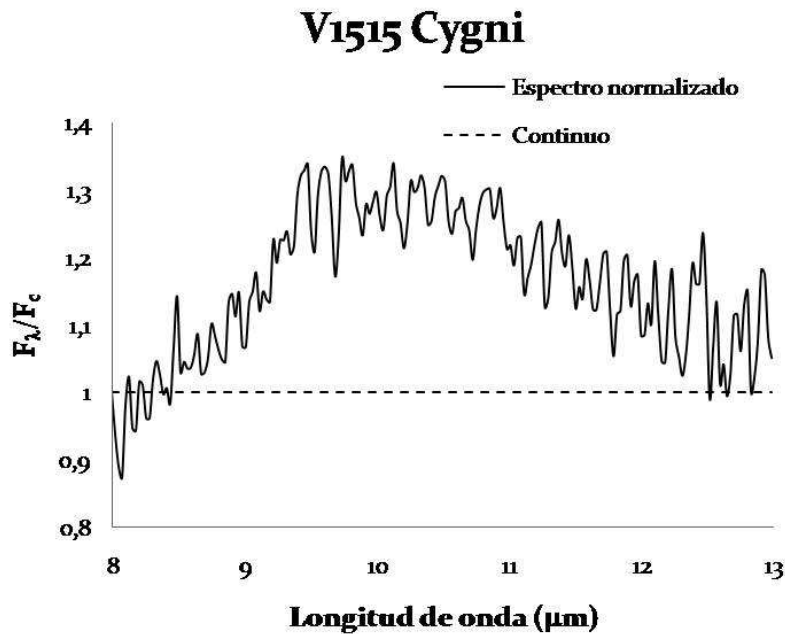


Figura 4.3: Espectro normalizado de V1515 Cygni (línea sólida). El continuo se puede observar en línea de rayas.

bien con el olivino, sin embargo se ve que hay un velado a partir de las 10 micras, consistente con la presencia de silicatos cristalinos en emisión, posiblemente forsterita.

En el caso de RNO 1B se evidencia un velado de la absorción a partir de $10 \mu\text{m}$ similar al de OO Ser, por lo que también muestra evidencia de granos procesados. El espectro de PP 13S muestra un ajuste bastante bueno con el olivino propuesto. Este es un indicio de que el disco de este objeto se encuentra en una etapa temprana de su evolución, ya que no se ve evidencia de procesamiento de granos.

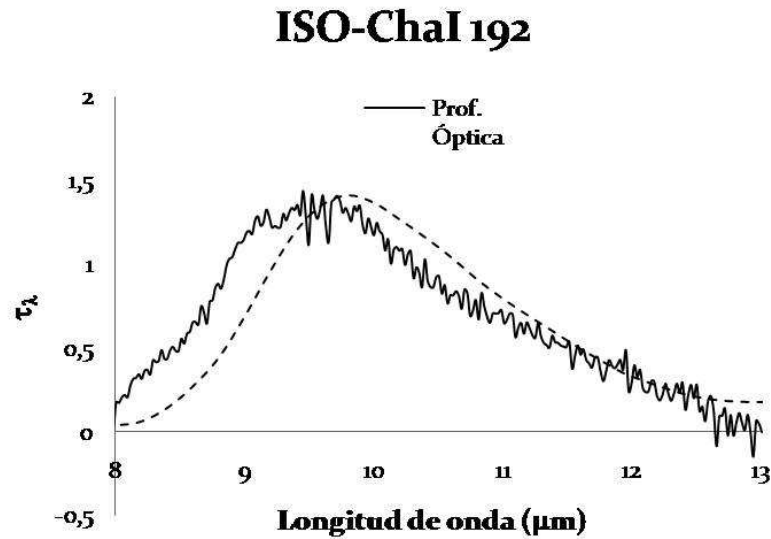


Figura 4.4: Profundidad óptica de ISO-ChaI 192 (línea sólida), superpuesta con el espectro del olivino amorfo (línea de rayas).

4.2. Espectros de objetos de Clases I y II y el caso de RNO 1B

La muestra de FUORs observada, cuenta con objetos de Clase II (FU Ori, V1057 Cyg, V1515 Cyg y RNO 1B) y de Clase I (ISO-ChaI 192, PP 13S, OO Ser y L1551 IRS5) En general, lo que se puede observar es que los objetos de Clase II suelen presentar un espectro en emisión, ya que han perdido gran parte de la envoltura y cuando se los observa, la contribución principal es la emisión de las regiones más calientes del disco. Mientras que en los objetos de Clase I se los suele observar a través de su envoltura, por lo que ésta les genera un espectro en absorción. Esta situación se puede ver esquematizada en la Figura 4.9.

El espectro de RNO 1B se encuentra en absorción, a pesar de ser un objeto de Clase II (Polomski et al. 2005). Esto puede ser una consecuencia debido a la inclinación del sistema disco-envoltura respecto de la visual. Lo que estaría sucediendo en este caso es que dicha inclinación sería baja, lo que provocaría que viésemos al objeto a través de los remanentes de su envoltura, y no directamente hacia las regiones

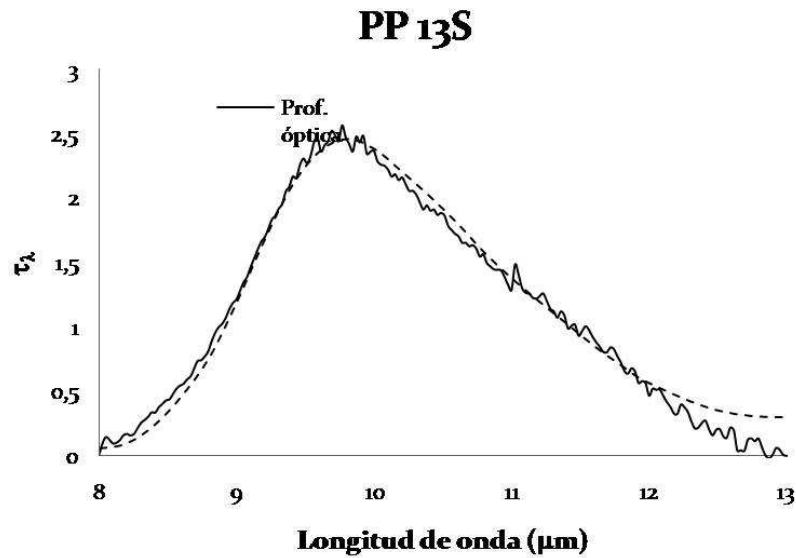


Figura 4.5: Profundidad óptica de PP 13S (línea sólida), superpuesto con el espectro del olivino amorfo (línea de rayas).

del disco más internas. El aspecto del perfil a partir de 10 μm se puede explicar con una superposición de un perfil de emisión debido a la forsterita y a uno en absorción, debido a los silicatos interestelares.

4.3. Comparación de los resultados obtenidos con otros autores

Los resultados obtenidos fueron comparados con los obtenidos por otros autores y en general se encuentra una buena concordancia entre ambos. En la muestra tomada con Spitzer por Quantz et al. (2007), 14 estrellas FUORs, los autores separan en dos categorías los espectros obtenidos: los de Categoría 1, presentan perfiles de silicatos en 10 μm en absorción; y Categoría 2, con el perfil en emisión. Encontraron que los de la primera categoría corresponden a objetos de Clase I, mientras que los de la segunda categoría son objetos de Clase II, con excepción de RNO 1B. En este último objeto encuentran un velado en la absorción de RNO 1B como consecuencia de un perfil en emisión superpuesto al de absorción de los silicatos interestelares, sin embargo, los

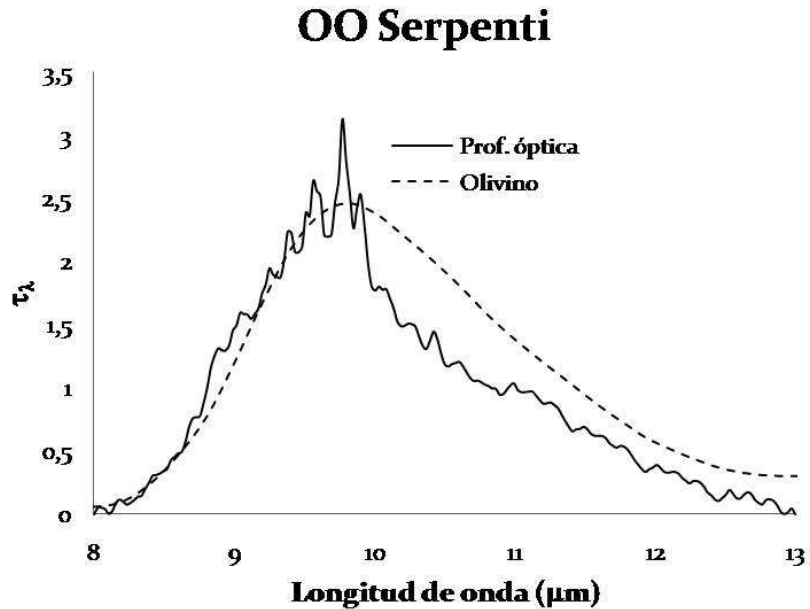


Figura 4.6: Profundidad óptica de OO Serpenti (línea sólida), superpuesto con el espectro del olivino amorfo (línea de rayas).

autores no pueden hacer un ajuste razonable de silicatos, debido al elevado ruido. Un resultado similar encontraron los autores para OO Ser, nuevamente, en concordancia con nuestros resultados.

También comparamos los resultados de FU Ori, V1057 Cyg y V1515 Cyg. La buena relación señal/ruido obtenida por los Quantz et al. (2007) en sus espectros les permitió realizar un modelado del espectro de FU Ori con 6 tipos de granos de distintos tamaños. Obtuvieron que la abundancia relativa predominante de silicatos amorfos de 6 μm de tamaño ($\sim 64\%$), y por otro lado, que la abundancia relativa de silicatos cristalinos era menor al 1%, con resultados similares para V1057 Cyg y V1515 Cyg. Esto sería un resultado inesperado, ya que hay varios motivos por los cuales se esperaría encontrar evidencia de silicatos cristalinos. Las altas tasas de acreción inducen un incremento en la temperatura del disco, favoreciendo la cristalización, como se mencionó en los capítulos precedentes. Además un incremento en la tasa de acreción favorece el mezclado vertical y radial en el disco (Gail 2001) transportando las partículas hacia las superficies del disco, donde pueden ser detectados por las observaciones. Sin embargo esto no es lo que Quantz et al. (2007) observaron en estos

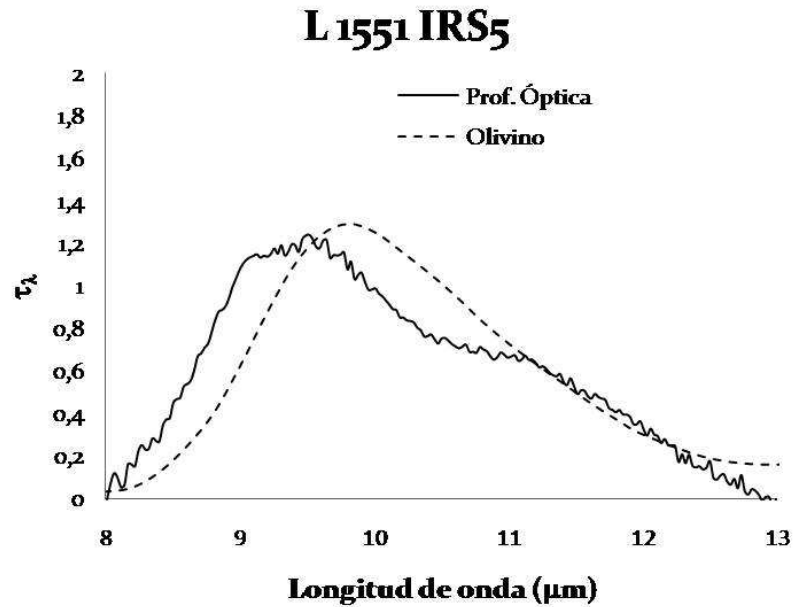


Figura 4.7: Profundidad óptica de L1551 IRS5 (línea sólida), superpuesto con el espectro del olivino amorfo (línea de rayas).

objetos.

Este resultado resulta inesperado, por lo que en un futuro se planea acceder a la base de datos de Spitzer para tratar de reproducir el modelado de FU Orionis, ya que se cuenta con un espectro con una buena señal sobre ruido. Se quiere ver si se obtienen los mismos resultados que Quantz et al. (2007)

4.4. Resumen y conclusiones

En el presente Trabajo Especial, se obtuvieron los espectros de baja resolución en el infrarrojo medio (8-13 μm) de una muestra de ocho objetos de tipo FU Orionis. Estos, en general, poseen una relación señal sobre ruido baja (~ 5), por lo que no se pudo hacer un análisis muy detallado sobre las componentes de los granos de polvo de los discos. A pesar de esto, se pudieron sacar algunas conclusiones en cuanto al estado evolutivo o grado de procesamiento del polvo interestelar en los discos de las estrellas de tipo FU Orionis.

Todos los objetos presentan cierto grado de evolución de los granos de polvos de

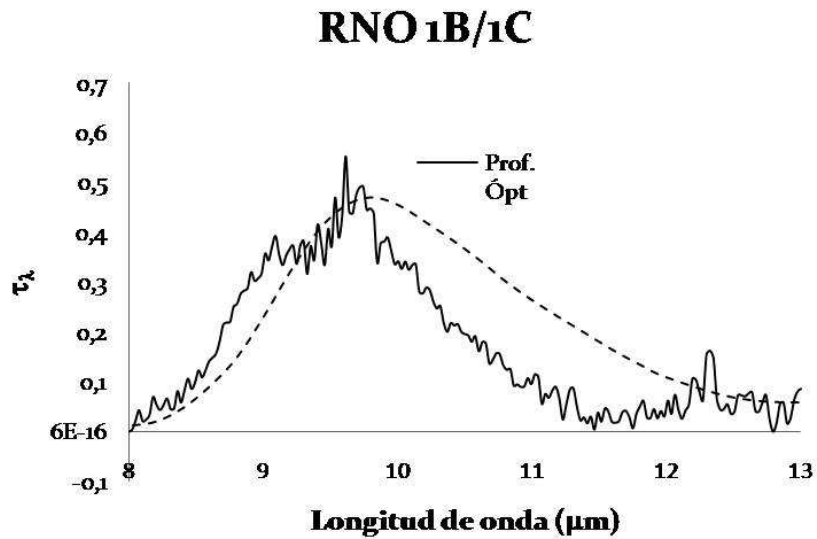


Figura 4.8: Profundidad óptica de RNO 1B (línea sólida), superpuesta con el espectro del olivino amorfo (línea de rayas).

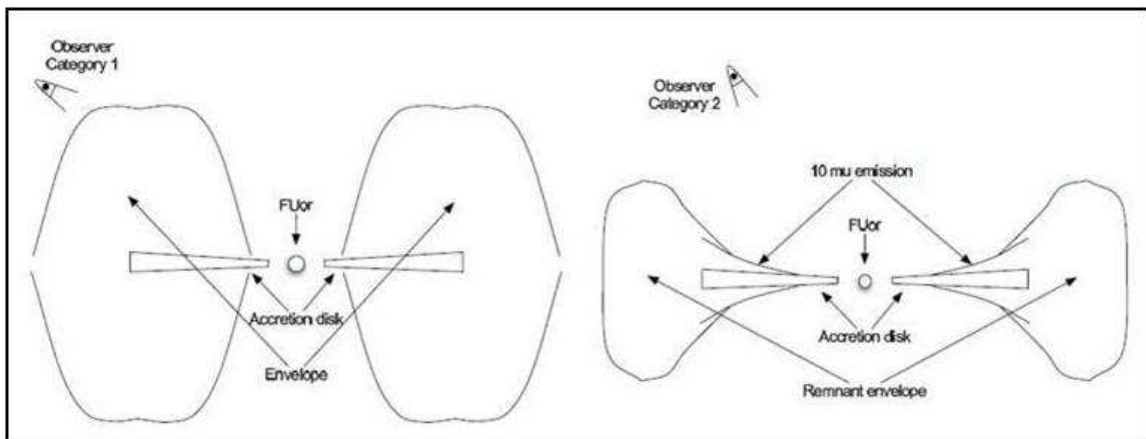


Figura 4.9: Interpretación de como se observan los objetos de Case II (*izquierda*) y de Clase I (*derecha*) Imagen adaptada del trabajo de Quantz et al. (2007).

los discos, a excepción de PP 13S. En el caso de los objetos de Clase I, la evolución principal que evidencia es la del crecimiento de los granos, sin embargo no se en-

cuentran indicios claros de que hayan componentes cristalinas. Espectros de mayor relación S/N podrían proporcionar una evidencia confiable de la presencia de cristalización en estos discos.

En todos los objetos de Clase II analizados se observa la presencia de partículas más grandes que las típicas del medio interestelar, ya que este pico se desplaza de $9.7 \mu\text{m}$ a $10.5 \mu\text{m}$. Además todos ellos presentan evidencias de la presencia de silicatos cristalinos.

El espectro de RNO 1B se observa en absorción debido, probablemente, a la inclinación del disco respecto de la visual. Además, presenta la superposición de la forsterita en emisión a la absorción de los silicatos amorfos. PP 13S sólo presenta el pico de absorción debido a la presencia de olivinos amorfos, por lo que se encontraría en una etapa muy temprana de su evolución.

Los resultados obtenidos son satisfactorios y al compararlos con los resultados obtenidos por otros autores, se encuentra una concordancia en las conclusiones finales. Sin embargo, la muestra es menor a la mitad de las estrellas de tipo FU Orionis conocidas, por lo que para sacar conclusiones generales se requiere de una selección mayor de objetos.

Perspectivas futuras

En un futuro próximo se desea estudiar la muestra completa de las estrellas FU Orionis para poder establecer características generales del grado de procesamiento del polvo en los mismo. Por otra parte se desea confrontar esta propiedades con aquéllas del polvo en discos de estrellas de tipo T Tauri. Las estrellas FU Orionis representan las etapas activas o eruptivas de los discos. En tanto que las estrellas T Tauri corresponde a las fase de relativa quietud o menor actividad en la vida de los mismos.

En una segunda etapa se espera extender este análisis a estrellas jóvenes de masa intermedia (estrellas de tipo Herbig AeBe), por un lado, y a enanas marrones u objetos subestelares, por el otro. Esto permitirá establecer si la composición mineralógica del polvo en los discos es universal dentro de un amplio rango de masa o, si por el contrario, la composición química del polvo depende de la masas de la estrellas central.

En la actualidad se dispone de espectros en el infrarrojo medio, en las bandas K($2.2 \mu\text{m}$) y L($3.6 \mu\text{m}$), obtenidos con la cámara NIRI de Gemini Norte, listos para ser reducidos. La muestra consta de ocho objetos; cuatro de ellos son estrellas tipo FU Orionis (L1551 IRS5, PP 13S, RNO 1B y 1C y V1331 Cyg) y los cuatro restantes son estrellas tipo T Tauri (CIDA 1, FT Tau, IP Tau e IRAS 04154+2823). En este rango de longitud de ondas es ideal para estudiar el del gas de los discos, ya que se encuentran las bandas del CO así como bandas hielos, y líneas atómicas y moleculares del hidrógeno. Al contar con objetos durante la etapa activa (FUOR) y su etapa de T Tauri, podremos establecer comparaciones en el comportamiento o grado procesamiento del polvo en los discos circunestelares durante estas dos etapas.

Referencias

- [1] Ábrahám, P., Juhász, A., Dulland, C. P., Kóspal, Á., van Boekel, R., Bouwman, J., Henning, Th., Moór, A., Mosoni, L., Sicilia-Aguilar, A. & Sipos, N. 2009, Nature, vol. 459, Issue 7244, p.224
- [2] André, P., Ward-Thompson, D., Barsony, M. 1993, ApJ, 406, 122
- [3] Aspin, C., Barbieri, C., Boschi, F., Di Mielle, F., Rampazzi, F., Reipurth, B. & Tsvetkov, M. 2006, AJ 132, 1298
- [4] Aspin, C. & Reipurth, B. 2003, AJ, 126, 2936
- [5] Aspin, C., Reipurth, B., Beck, T. L., Aldering, G., Doering, R. L., Hammel, H. B. et al. 2009, ApJ, 692, L67
- [6] Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S. & Guesten, R. 1990, AJ, 99, 924
- [7] Bell, K. R., Lin, D. N. C., Hartmann, L. W., & Kenyon, S. J., 1995,
- [8] Benson, P. J., Myers, P. C. 1989, ApJS, 71, 89
- [9] Biscaya, A. M., Rieke, G. H., Narayanan, G., Luhman, K. L. & Young, E. T. 1997, ApJ, 491, 359
- [10] Bodenheimer, P. 1995, ARA\$A, 33, 199
- [11] Bohren, C. F. & Huffman, D. R. 1998, “Absorption and scattering of light by small particles”, Wilson ed.
- [12] Bouvier, J., Cabrit, S., Fernandez, M., Martin, E. L. & Matthews, J. M. 1993, A&A, 272, 176

-
- [13] Bouwman, J., Meeus, G., de Koter, A., Hony, S, Dominik, C. & Waters, L. B. F. M. 2001, *A&A* 375, 950
- [14] Bregman, J. D., Allamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M., Geballe, T. R. & Witterborn, F. C. 1987, *ApJ*, 344, 791
- [15] Burrows, C. J., Stapelfeldt, K. R., Watson, A. M. et al. 1996, *ApJ*, 473, 437
- [16] Calvet, N., Hartmann, L. & Kenyon, S. J. 1991, *ApJ*, 383, 752
- [17] Campins, H. & Ryan E. V. 1989, *ApJ*, 341, 1059
- [18] Chen, H., Myers, P. C., Ladd, E. F., Wood, D. O. S. 1995, *ApJ*, 445, 377
- [19] Chihara, H., Koike, C. Tsuchiyama, A., Tachibana, S. & Sakamoto, D. 2002, *A&A*, 391, 267C
- [20] Cieza, L., Padgett, D. L., Stapelfeldt, K. R. et al. 2007, *ApJ*, 667, 308
- [21] D'Alessio, P. 1996, Tesis, Universidad Nacional Autónoma de México
- [22] Dorschner, J., Begemann, B., Henning, Th., Jäger, C., & Mutschke, H. 1995, *A&A* 300, 503
- [23] Duschl, W. J. 1986a, *A&A*, 163, 56
- [24] Duschl, W. J. 1986b, *A&A*, 163, 61
- [25] Fabian, D., Jäger, C., Henning, Th., Dorschner, J. & Mutschke, H. 2000, *A&A*, 364, 282
- [26] Fabian, D., Henning, T., Jäger, C., Mutschke, H., Dorschner, J. & Wehrhan, O. 2001, *A&A*, 378, 228
- [27] Fedele, D., van den Ancker, M. E., Petr-Gotzens, M. G. Ageorges, N. & Rafanelli, P. 2007, *A&A*, 472, 199
- [28] Frank, J., King, A. & Raine, D. 1992, en *Accretion Power in Astrophysics*, 2nd Ed., Cambridge University Press
- [29] Gail, H. P. 2001, *A&A*, 378, 192
- [30] Gómez, M. & Mardones, D. 2003, *AJ*, 125, 2155

-
- [31] Goodrich, R. W. 1987, *PASP*, 99, 116
- [32] Hanner, M. S., Newburn, R. L., Gehrz, R. D., Harrison, T., Ney, E. P. & Hayward T. L. 1990, *ApJ*, 348, 312
- [33] Hartmann, L. 1998, *en Accretion Processes in Star Formation*, Cambridge University Prss.
- [34] Hartmann, L., & Calvet, N., 1995, *AJ*, 109, 1849
- [35] Hartmann, L., Hewett, R., Stahler, S. & Mathieu, R. D. 1986, *ApJ*, 309, 275
- [36] Hartmann, L. & Kenyon, S. J. 1985, *ApJ*, 299, 462
- [37] Hartmann, L. & Kenyon, S. J. 1987a, *ApJ*, 312, 243
- [38] Hartmann, L. & Kenyon, S. J. 1987b, *ApJ*, 322, 393
- [39] Hartmann, L., Kenyon, S. J., Hewett, R., Edwards, S., Strom, K. M., Strom, S. E., & Stauffer, J. R. 1989, *ApJ*, 338, 1001
- [40] Hartmann, L. & Kenyon, S. J. 1996, *ARA&A*, 34, 207
- [41] Hartmann, L. & Stauffer, J. R. 1989, *AJ*, 97, 873
- [42] Hartmann, L., Stauffer, J. R., Kenyon, S. J., Jones, B. F. 1991, *AJ*, 101, 1050
- [43] Herbig, G. H. 1966, *Vistas in Astronomy*, vol. 8, Issue 1, 109 (ed. A. Beer & K. Aa. Strand, Oxford: Pergamon)
- [44] Herbig, G. H. 1977, *ApJ*, 217, 693
- [45] Herbig, G. H. 2007, *AJ*, 133, 2679
- [46] Hodapp, K. W., Hora, J. L., Rayner, J. T., Pickles, A. J. & Ladd, E. F. 1996, *ApJ*, 468, 861
- [47] Jäger, C., Mutschke, H., Begemann, B., Dorschner, J. & Henning, Th. 1994, *A&A*, 292, 641
- [48] Jäger, C., Molster, F. J., Dorschner, J., Henning, Th., Mutschke, H. & Waters, L. B. F. M. 1998, *A&A* 339, 904

- [49] Jäger, C., Dorschner, J., Mutschke, H., Posch, Th. & Henning, Th. 2003, *A&A*, 408, 193
- [50] Joy, A. H., 1945, *ApJ*, 102, 168
- [51] Kenyon, S. J., 1998, en *The physics of star formation and early stellar evolution* (NATO Advance Study Institute; Ed. Kylafis, N. D. & Lada, C. J.; <http://www.cfa.harvard.edu/crete/>)
- [52] Kenyon, S. J. & Hartmann, L., 1989, *ApJ*, 342, 1134
- [53] Kenyon, S. J., Hartmann, L. W., Strom, K. M., Strom, S. E. 1990, *AJ*, 99, 869
- [54] Kessler-Silacci et al. 2006, *ApJ*, 639, 275
- [55] Koike, C., Chihara, H., Tsuchiyama, A., Suto, H., Sogawa, H. & Okuda, H. 2003, *A&A*, 399, 1101K
- [56] Lada, C. J. 1987, en *IAU Symp. 115, Star Forming Regions*, ed. Pembert, M. & Jugakuy, J. (Dordrecht: Reidel), 1
- [57] Lynch D. K., Russell, R. W., Hackwell, J. A., Hanner, M. S. & Hammel, H. B. 1992, *Icarus*, 100, 197
- [58] Lynde-Bell, D. & Pringle, J. E. 1974, *MNRAS*, 168, 603
- [59] Mardones, D., Myers, P. C., Tafalla, M. et al. 1997, *ApJ*, 489, 719
- [60] McCaughrean, M. J., Chen, H., Bally, J. et al. 1998, *ApJL*, 492, 157
- [61] Meeus, G., Sterzik, M., Bouwman, J. & Natta, A. 2003, *A&A* 409, L25
- [62] Meeus, G., Waters, L. B. F. M., Bouwman, J., van den Ancker, M. E., Waelkens, C. & Malfait, K. 2001, *A&A* 365, 476
- [63] Meyer, F. 1984, *A&A*, 131, 303
- [64] Ménard, F. & Bertout, C. 1999, en *The origin of stars and planetary systems*. Ed. Lada, C. J. & Kylafis, N. D. Kluwer Academic Publishers, p.341
- [65] Mineshige, S. & Osaki, Y. 1983, *PASJ*, 35, 377
- [66] Mould, J. R., Hall, D. N. B., Ridgway, S. T., Hintzen, P. & Aaronson, M. 1978, *ApJL*, 222, 123

-
- [67] Mutschke, H., Begemann, B., Dorschner, J., Gürtler, J., Gustafson, B., Henning, Th. & Stognienko, R. 1998, *A&A*, 333, 188
- [68] Osterloth, M. & Beckwith, S. V. W. 1995,
- [69] Padgett, D. L., Cieza, L., Stapelfeldt, K. R. et al. 2006, *ApJ*, 645, 1283
- [70] Padgett, D. L., Brandner, W. Stapelfeldt, K. R. et al. 1999, *ApJ*, 117, 1490
- [71] Polomski, E. F., Woodward, C. E., Holmes, E. K., Butner, H. M., Lynch, D. K., Russell, R. W., et al. 2005, *ApJ*, 129, 1035
- [72] Przygodda, F., van Boekel, R., Àbrahàm, P., Melnikov, Y. S., Waters, L. B. F. M. & Leinert, Ch. 2003, *A&A*, 412, L43
- [73] Quantz, S. P., Henning, Th., Bouwman, J., van Boekel, R., Juhász, A., Linz, H., Pontoppidan, K. M. & Lahis, F. 2007, *ApJ*, 668, 359
- [74] Sargent, B. et al. *ApJ* 645, 395
- [75] Reipurth, B. & Aspin, C., 1997, *AJ*, 114, 2700
- [76] Reipurth, B. & Aspin, C. 2004a, *ApJL*, 606, 119
- [77] Reipurth, B. & Aspin, C. 2004b, *ApJ*, 608, L65
- [78] Reipurth, B., Olberg, M., Gredel, R. & Booth, R. S. 1997, *A&A*, 327, 1164
- [79] Rodón, J. 2006, Trabajo Final de Licenciatura, Fa.M.A.F, U.N.C., Arg.
- [80] Smak, J. 1984a, *Acta Astronómica*, Vol. 34, No. 2, 161
- [81] Smak, J. 1984b, *PASP*, 96, 5
- [82] Spitzer, W. G. & Kleinman, D. A. 1961, *PhysRev*, 121, 1324S
- [83] Stapelfeldt, K. R., Burrows, C. J., Krist, J. E. 1998, *ApJ*, 508, 736
- [84] Vacca, W. D., Cushing, M. C. & Simon, T., 2004, *ApJL*, 609, 29
- [85] van Boekel, R., Waters, L. B. F. M., Dominik, C., Bouwman, J., de Koter, A., Dullemond, C. P. & Paresce F. 2003, *A&A* 400, L21
- [86] Wachmann, A. A. 1954, *ZsAp*, 35, 74

-
- [87] Wang, H., Apai, D., Henning, T. & Pascucci, I. 2004, *ApJL*, 601, 83
- [88] Zhou, S., Evans, N. J. II., 1994, en *Astronomy with Millimeter and Submillimeter Wave Interferometry*, IAU Colloquium 140, ASP Conference Series, Vol. 59, p. 255, Eds: M. Ishiguro, J. Welch