



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA
CENTRO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA
FACULTAD DE CIENCIAS

“Estructura Física de la Nebulosa de Orión con una Resolución Fina en Velocidad”

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE

DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

P R E S E N T A

MARÍA TERESA GARCÍA DÍAZ



MORELIA, MICH.

2006



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

A la memoria de mi Padre
Odilón García Spencer

Agradecimientos

Quiero agradecer en primer lugar a mi familia por lograr de mil maneras que pueda sentir sus abrazos a pesar de la distancia. A mi betito por su gran amor, por escucharme y por ser ese brazo fuerte que me ha detenido justo en el momento en que más lo he necesitado. A mi hermano Odi por compartir conmigo todo su ingenio, por su apoyo y sobre todas las cosas, por su cariño. A todos y cada uno de mis hermanos gracias.

Agradezco infinitamente al Dr. Will Henney por el inmenso apoyo que me ha brindado y por la enorme paciencia que tuvo en el camino de la dirección de esta tesis. También quiero agradecer a la Dra. Jane Arthur por su apoyo moral y por sus consejos. Mi gratitud a los doctores Alan Watson, Alberto López, Christophe Morisset, Margarita Rosado , Alejandro Raga y Mónica Rodríguez por haber aceptado ser mis sinodales así como por sus valiosas correcciones.

Quiero agradecerles a mis amigos; a Fuly por hablarme siempre con la verdad, por cuidarme y por esas sopas “Maruchan” que eran una delicia en las noches de desvelo. A Godo por las buenas reuniones en su casa, por las palomitas, pero sobre todo por saber ser mi amigo. A Pimo por su apoyo y por su gran amistad . A mis queridas amigas Aracely Ibañes y Yolanda Morales por todo lo que hemos vivido. A Mayra O., a Gaspar por su amistad

Agradezco a la UNAM, al IA y a todo el personal académico, administrativo y técnico del CRyA. Al igual que a CONACyT y a la DGEP por el apoyo económico que me dieron para la realización de esta tesis.

Mi gratitud al Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Mártir B.C., por haberme albergado en mis temporadas de observación, a todo su personal administrativo y académico que me hicieron sentir en todo momento como en casa.

A Victor por la alegría que trajo a mi vida, por su invaluable apoyo, por lo que hemos compartido, vivido y por hacer que cada día valga la pena. Gracias.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Nubes en el Medio Interestelar	2
1.2. Regiones H II	5
1.2.1. Espectro óptico de regiones H II	6
1.3. Nebulosa de Orión	7
1.3.1. Estratificación de etapas de ionización	14
1.3.2. Objetos en Orión	15
1.3.3. El cúmulo del Trapecio	16
2. Observaciones y Reducciones	21
2.1. Observaciones	22
2.2. Proceso de Reducción de datos	24
2.3. Mapas de isovelicidad	35
2.4. Densidad Electrónica	36
3. Análisis de las Observaciones	43
3.1. Origen de las líneas de emisión	43
3.2. Descripción de los resultados	44
3.3. Imágenes de Isovelocidad	47
3.4. Cocientes de Líneas	51
3.4.1. [O I]/[S II]	51
3.4.2. [S III]/[S II]	51
4. Resultados	55
4.1. Descripción Global de líneas de Emisión	55
4.1.1. Barras Brillantes	55
4.1.2. Filamentos oscuros	60
4.1.3. Objetos Herbig-Haro	62
4.1.4. Bahía Oscura	64

4.1.5.	Arco Grande	64
4.1.6.	Arco Oscuro	66
4.1.7.	Proplyds	69
4.1.8.	Componente dispersa hacia el lado rojo	70
4.2.	Nuevas estructuras identificadas	70
4.2.1.	Componente difusa sureste corrida al azul	70
4.2.2.	Minibarras brillantes	73
4.2.3.	Características corridas al rojo	74
4.2.4.	Arco Azul Sur	76
5.	Modelos de Atmósferas Estelares y de Fotoionización	79
5.1.	WM Basic	84
5.2.	Cloudy	88
6.	Conclusiones	99
6.1.	Trabajo a Futuro	101
A.	Conceptos fundamentales	103
A.1.	Líneas de Emisión	103
A.2.	Equilibrio de Ionización	105
A.3.	Esfera de Strömgen	107
A.4.	Estructura de ionización	110
A.5.	Equilibrio térmico	113
A.6.	Frentes de Ionización	113
A.7.	Diagnósticos de Densidad y Temperatura	118
B.	Objetos Herbig-Haro	121
B.0.1.	HH 201	121
B.0.2.	HH 202	122
B.0.3.	HH 203/204	123
B.0.4.	HH 528	124
C.	Espectrógrafo Mezcal	125
D.	Espectros de [S II] $\lambda 6731$	129

E. Espectros de [O I] $\lambda 6300$	141
F. Espectros de [S III] $\lambda 6312$	149

Resumen

El trabajo de esta tesis está basado en observaciones de espectroscopía echelle de rendija larga del interior de la nebulosa de Orión. Los datos se obtuvieron en el Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Mártir, Baja California, México y en Kitt Peak National Observatory (colaboración con C. R. O'Dell y T. Doi, Universidad de Vanderbilt, E.U.A.).

Mapeamos la nebulosa en cuatro líneas ópticas de emisión en [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$, [O I] $\lambda 6300$ y [S III] $\lambda 6312$. Empleamos 92 posiciones de rendija larga para la línea de [S II] y 60 para [O I] y [S III]. La reducción de los datos se llevó a cabo usando tareas estándares de IRAF y programas en Fortran.

Construimos mapas de isovelocidad a color de las cuatro líneas de emisión así como para la densidad electrónica del gas, que se calculó a partir del cociente de intensidades de las líneas de [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$. Al mismo tiempo hicimos modelos de fotoionización usando el código Cloudy.

Identificamos nuevas regiones en Orión y analizamos otras que ya habían sido descubiertas. Encontramos al menos 7 barras lineales parecidas a la Barra Brillante, algunas de estas fueron identificadas por O'Dell et al. (2000). Encontramos estructuras compactas parecidas a las barras que llamamos “minibarras” y están distribuidas cerca del Trapecio.

También se han identificado 6 filamentos de baja ionización en los mapas de [O I] y [S II] que no se habían estudiado en la literatura desde que los descubrieron Münch y Taylor (1974). Exponemos varios escenarios que podrían explicar los filamentos, por ejemplo, que el gas pueda estar emitiendo en diferentes canales de velocidad o que haya “hoyos” en la emisión debido, ya sea a un cambio en el estado de ionización, a una reducción real en la densidad del gas o que se deban a concentraciones de polvo embebido en el gas ionizado. Encontramos que hay una relación entre las barras y los filamentos.

Al final de la Barra Brillante, hacia el suroeste hay una región con un corrimiento al rojo grande, presente en las líneas de más baja ionización, le llamamos “Repisa Roja”. Una posible explicación es que la Repisa Roja

esté situada en el primer plano de la nebulosa y estemos viendo el flujo de fotoablación de atrás.

Analizamos el “Big Arc” (Arco Grande) descubierto por O’Dell et al. (1997). Sugerimos que el Arco Grande puede representar una cáscara chocada donde el flujo de la Barra Brillante y la repisa roja interactúan con los flujos del núcleo de la nebulosa. Alternativamente puede representar la interacción entre estos flujos y el viento estelar de θ^1 Ori C. La densidad electrónica calculada para esta entidad fue de $\approx 2000 \text{ cm}^{-3}$. Hicimos modelos de fotoionización usando el código Cloudy para esta región, encontramos que estaba representado con un modelo de atmósfera con geometría esférica fotoionizado por θ^1 Ori C, con un flujo de fotones ionizantes de $10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. El modelo corresponde a una distancia de θ^1 Ori C de $45.45''$ como radio interior.

Siguiendo en velocidades corridas al azul, detectamos una componente difusa cerca de θ^2 Ori A, que cubre toda la zona sureste de la región de la nebulosa. Le llamamos “Capa Azul Difusa Sureste”, la cual es una región de baja ionización y baja densidad, presente en [S II] alrededor de $V_{\text{hel}} = 0 \text{ km s}^{-1}$, que cubre toda la zona sureste de la región de la nebulosa. Esta componente no la detectamos en [O I] o en [S III], la falta de [O I] sugiere que la Capa Azul no viene del frente de ionización sino de una zona más extendida. La falta de [S III] implica que su espectro ionizante es suave. Por lo tanto es posible que la Capa Azul se deba a una región separada a lo largo de la línea de visión que está ionizada por θ^2 Ori A y no por θ^1 Ori C. Los modelos de Cloudy avala este hecho, ya que esta región se ajustó bastante bien a un modelo con simetría esférica siendo fotoionizado por la estrella θ^2 Ori A.

Identificamos un arco muy débil de emisión de [S II] corrido al azul abajo del choque de proa de HH 204 aproximadamente a $10''$, le llamamos “Arco Azul Sur” el cual es mucho más visible alrededor de -10 km s^{-1} y se distingue de la emisión de la capa azul difusa. El corrimiento al azul posiblemente puede representar un choque de proa debido al mismo flujo que da origen a HH 203 y HH 204.

1

Introducción

Muchos autores han estudiado la estructura física de la nebulosa de Orión. En el pasado, la mayor parte de los estudios se han basado en líneas de emisión observadas en filtros (Pogge, Owen y Atwood, 1992) o usando espectrofotometría (Baldwin et al. 1991, 2000) y por lo tanto sólo dan un promedio de las diferentes regiones emisoras a lo largo de la línea de vista. Los estudios que abarcan la región interna de la nebulosa de Orión generalmente se habían llevado a cabo con instrumentos Fabry-Perot (O'Dell et al. 1997, Rosado et al. 2001) cuya resolución en velocidad ($> 30 \text{ km s}^{-1}$) es suficiente para estudiar los flujos de más alta velocidad pero no para estudiar toda la estructura física de la nebulosa. Por otro lado, existen estudios con espectroscopía echelle de alta-resolución ($> 5 \text{ km s}^{-1}$) que sólo cubren áreas restringidas de la nebulosa (Henney y O'Dell 1999, Baldwin et al. 1991, Baldwin et al. 2000). Un trabajo pionero para mapear una región más grande de Orión fue el de Meaburn (1995) quien obtuvo un conjunto de 10 posiciones de rendija larga con alta resolución para la línea de [O III] en la vecindad del Trapecio. Un trabajo completo en espectroscopía Echelle con una resolución espacial de $2''$ y una resolución en velocidad de 8 km s^{-1} , lo hicieron Doi, O'Dell y Hartigan (2004), ellos trazaron el interior de la nebulosa de Orión en 3 longitudes de onda $\text{H}\alpha \lambda 6563$, [N II] $\lambda 6548$ y [O III] $\lambda 5007$ para 96 posiciones de rendija larga, su estudio se concentró principalmente en la emisión de alta velocidad de jets y objetos Herbig-Haro (HH).

Nuestro trabajo es complementario al de Doi, O'Dell y Hartigan (2004)

sólo que nosotros nos concentramos en la emisión del gas de baja velocidad principalmente en el rango de $V_{\text{hel}} = -8$ a $+40$ km s⁻¹. Una meta importante de este trabajo fue determinar por primera vez la densidad electrónica en la nebulosa como una función de posición y velocidad. Lo que nos interesó también fue estudiar las variaciones del gas nebuloso en el núcleo de la nebulosa. Antes de entrar al trabajo y a manera de introducción empezaremos dando un repaso al medio interestelar finalizando en algunas de las propiedades de la nebulosa de Orión.

1.1. Nubes en el Medio Interestelar

El 90% de la masa de nuestra Galaxia está distribuida en estrellas; sin embargo el espacio entre ellas no está vacío, sino está ocupado por grandes cantidades de gas y polvo, lo que se conoce como Medio Interestelar (MIE). El gas del MIE está formado principalmente por hidrógeno (H) y helio (He), conteniendo en menor abundancia elementos pesados como carbón, oxígeno, hierro y magnesio. El gas contiene el 99% de la masa del MIE (el 1% restante se encuentra en forma de polvo) siendo 75% masa de hidrógeno. El H es el elemento más abundante y se puede encontrar en diferentes estados: ionizado, atómico y molecular. Lo que constituye las tres fases del MIE internube (Cox 2005),

- Gas Frío Denso. Formado principalmente por hidrógeno neutro (H I, nubes difusas), con densidades de 10 cm⁻³ y temperaturas menores de 100 K.
- Medio Internube Caliente. Formado por H I y por una fracción de hidrógeno ionizado (H II). Con densidades en el rango de 0.1 a 1 cm⁻³ y temperaturas de varios miles de K.
- Componente Coronal. Regiones ionizadas por las explosiones de supernovas. Presenta temperaturas arriba de 10⁵ K y densidades abajo de 0.01 cm⁻³.

Con lo que respecta al polvo, podemos decir que está constituido por pequeñas partículas sólidas de silicatos, carbonatos, óxido de hierro y hielo

de agua. Presentan formas irregulares con tamaños menores que una micra.

La materia del MIE se concentra en estructuras llamadas nubes moleculares que son objetos muy masivos y son zonas de formación estelar. Sus condiciones físicas son extremas, presentan temperaturas del orden de 10 K y densidades de $10^3 - 10^4$ moléculas por cm^3 (Dyson, 1980). Existen tres clases importantes de nubes:

- **Nubes Interestelares Difusas** Este tipo de nubes se caracterizan por sus bajas densidades ($10 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$), lo que sugiere que no hay formación de estrellas en su interior. Sus tamaños varían entre 5 y 35 pc (van Dishoeck y Black, 1986). Sus temperaturas cinéticas¹ van desde $T_k = 40$ a 150 K.

Clásicamente estas nubes se han estudiado vía espectro de líneas de absorción en el visible y el ultravioleta (UV) contra las estrellas brillantes de fondo. Estas nubes se han estudiado también por su emisión en el lejano infrarrojo observadas con el satélite IRAS (Low et al. 1984) y por la emisión de la línea molecular ^{12}CO principalmente en la transición de $J=1-0$ (Blitz, Magnani y Mundy 1984). Su baja extinción ($A_V^{\text{tot}} \leq 1$ mag) permite que la radiación UV penetre en la nube dando lugar a los procesos de fotodisociación evitando así la formación de moléculas complejas (Drdla et al. 1989) por lo tanto la radiación es el parámetro que controla la ionización y la estructura química de la nube.

- **Nubes Frías Oscuras** Estas nubes son altamente moleculares, presentan densidades características de 10^3 a 10^5 cm^{-3} y son muy frías con temperaturas de $T_k \approx 10$ K (Irvine 1987). El que sean oscuras se debe a que contienen hidrógeno neutro, H^0 , y grandes condensaciones de polvo interestelar que las hace opacas para absorber la radiación ultravioleta de las estrellas que se encuentran detrás de la misma, evitando así la destrucción de las moléculas por medio de la disociación o fotoionización, por lo que son escenarios de la formación de moléculas muy complejas.

¹La T_k es la temperatura de un gas definida en términos de la energía cinética de sus átomos o moléculas.

- Nubes Moleculares Gigantes** Estas nubes contienen la mayor parte del gas molecular del MIE, con masas de hasta $10^6 M_{\odot}$. Estas estructuras juegan un papel importante en la formación estelar ya que en sus interiores se encuentran cúmulos de estrellas jóvenes. Aquí nos detendremos para analizar un poco más estas nubes.

Como mencionamos anteriormente, las nubes moleculares gigantes (NMG) son sitios de formación estelar. Sus masas varían de 10^5 – $10^6 M_{\odot}$ con tamaños de decenas de parsecs. Se clasifican a su vez en nubes moleculares frías con temperaturas cinéticas de $T_k \leq 10$ K, sin regiones H II (regiones fotoionizadas por estrellas masivas) y nubes moleculares tibias con temperaturas de $T \geq 10$ K, que contienen regiones H II. Las NMG están compuestas de nubes más pequeñas con masas de $M_N \approx 10^3$ – $10^4 M_{\odot}$, tamaños de 2–5 pc, densidades de aproximadamente 300 cm^{-3} y temperaturas de $T_k \approx 10$ K (Rodríguez, 1996). Estas nubes son las únicas que presentan formación tanto de estrellas masivas (estrellas tipo O y B que presentan temperaturas efectivas que van desde 10^4 a los 5×10^4 K) como de baja masa. Se pueden presentar dos modos de formación estelar en las NMG, uno en donde las estrellas de alta masa se forman en cúmulos denominados asociaciones OB que son cúmulos estelares jóvenes (10^7 yr Daflon et al. 2001) y se sitúan en regiones donde la densidad del gas es muy alta, formándose a su vez estrellas de baja masa. En el otro modo se formarán sólo asociaciones de estrellas de baja masa (Lada, Strom y Myers, 1991). Las estrellas tipo O o tipo B tempranas son lo suficientemente calientes para fotoionizar el material que las rodea, esto es, los fotones ultravioleta provenientes de esas estrellas separan los electrones de los átomos, particularmente del hidrógeno que es el elemento más abundante, por eso se les dá el nombre de regiones H II (hidrógeno ionizado). El gas ionizado (temperatura cinética, $T_k \approx 10^4$ K) tendrá una presión mucho más alta que la del gas neutro ($T_k \leq 100$ K) y tenderá a expandirse sobre la nube materna a una velocidad de $\approx 10 \text{ km s}^{-1}$ (Spitzer 1978).

1.2. Regiones H II

Las regiones H II se forman cuando una o varias estrellas calientes tipo O o tipo B tempranas comienzan a ionizar el gas que se encuentra a su alrededor. Presentan densidades típicas en la parte ionizada de la nebulosa de 10 a 10^2 cm^{-3} y se pueden encontrar hasta más de 10^4 cm^{-3} , las cuales se llaman regiones H II ultracompactas (diámetros $< 10^{17} \text{ cm}$, Churchwell 2002). Las masas típicas de regiones H II observadas son del orden de 10^2 a $10^4 M_{\odot}$ (Osterbrock 1989). Para seguir el desarrollo de las regiones H II tomamos como referencia a Osterbrock (1989).

Encontramos dos tipos de regiones H II clasificadas de acuerdo a la relación entre el gas y la radiación:

- limitada por materia: si uno de los límites exteriores de la región H II está en la esquina de la nube. En este caso la nube será ópticamente delgada en esa esquina al continuo ionizante incidente. Por lo tanto tendremos que, en el interior de la nube todo el H estará ionizado y parte de los fotones de Lyman lograrán escapar. Una esquematización de este tipo de región H II se muestra en la figura 1.1

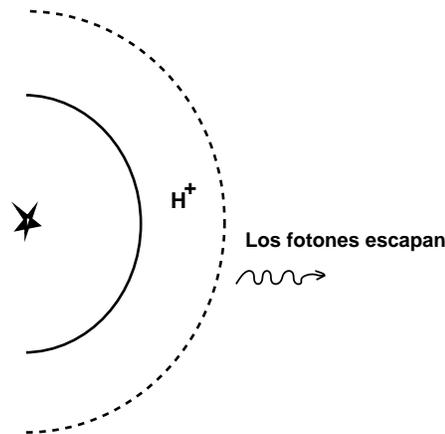


Figura 1.1: Región H II limitada por materia

- limitada por radiación: este es el caso en el que la nebulosa es ópticamente gruesa y absorbe todos los fotones ionizantes, por lo que solo una parte de H estará ionizado. Dando origen a dos regiones; la zona ionizada seguida de la zona neutra (figura 1.2)

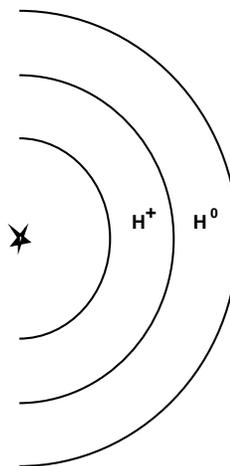


Figura 1.2: Región H II limitada por radiación

1.2.1. Espectro óptico de regiones H II

El espectro óptico de las regiones H II es en parte debido a las líneas de emisión del H ya que es el elemento más abundante en las nebulosas y se está ionizando y recombinando continuamente. A $100 \mu\text{m}$ el espectro estará dominado por polvo.

Las líneas de emisión del H se producen cuando un protón captura a un electrón y el electrón baja a un nivel inferior emitiendo un fotón, llega al estado fundamental cayendo de nivel a nivel en forma de cascada produciendo líneas de recombinación, que son las que nosotros observamos. Las líneas que se observan en el espectro son las de la serie de Balmer que son las transiciones permitidas que acaban en el nivel $n = 2$, por ejemplo: $H\alpha$ $\lambda 6563$ (rojo), $H\beta$ $\lambda 4861$ (azul), $H\gamma$ $\lambda 4340$ (violeta). También se encuentran líneas de recombinación de He o si la nebulosa es de alta ionización se encontrarán líneas de He^+ .

Además de las líneas de recombinación, se observa líneas prohibidas de elementos pesados, se llaman así porque surgen de transiciones atómicas entre niveles de estructura fina, cercanos en energía y con igual momento angular estas transiciones radiativas están prohibidas por las reglas de selección para transiciones del dipolo eléctrico. Tales transiciones pueden surgir por transiciones de dipolo magnético o cuadrupolo eléctrico. De hecho las líneas prohibidas son líneas excitadas por colisiones con electrones.

Las líneas prohibidas que se observan en una región H II son, por ejemplo, [O II] $\lambda\lambda 3726,3729$, [O III] $\lambda\lambda 4959,5007$, [N II] $\lambda\lambda 6548,6583$, [S II] $\lambda\lambda 6716,6731$ (Osterbrock, 1989).

Los conceptos fundamentales de las Regiones H II los pusimos en el apéndice A.

1.3. Nebulosa de Orión

Un estudio de la región de Orión en la línea de emisión de CO lo llevaron a cabo Kutner et al. (1977), encontraron que la mayor parte de la emisión viene de dos nubes moleculares gigantes asociadas con los complejos moleculares Orión A y Orión B. La figura 1.3 muestra a Orión A, Orión B y a sus nubes de polvo asociadas, las más grandes son L1630 que se extiende al noreste de Orión B y L1641 que se extiende al noroeste y sureste de Orión A. Orión B es una región de emisión de ^{12}CO muy extensa, se extiende de norte a sur desde la cabeza de caballo hasta las nebulosas de reflexión NGC2068 y NGC2071, presenta masas de $\approx 0.8 \times 10^5 M_{\odot}$. Orión A es más grande, se extiende desde la nebulosa de Orión (NGC1976, M42 que es una región H II con una morfología irregular, está asociada a un cúmulo de estrellas jóvenes y es la región de la que nos ocuparemos en esta tesis) hasta la nube oscura L1647, es alargada y paralela al plano galáctico con -19.4° de latitud Galáctica y tiene una masa de $1.0 \times 10^5 M_{\odot}$ (Maddalena et al. 1986). La emisión molecular de este complejo se subdivide en tres nubes de material neutro: OMC1 situada atrás de la región H II M42, OMC2 relacionada con la región H II M43 (NGC 1982, región H II iluminada por una estrella joven de tipo B 0.5V (Schild et al. 1971) localizada a $7.5'$ al noreste de M42) y OMC3 situada aproximadamente a $16'$ al norte de OMC2. Maddalena et al. (1986) encontraron que

estas nubes están conectadas en emisión ya que se encuentran a la misma distancia y presentan velocidades similares.

La figura 1.4 muestra una imagen de la nebulosa entera tomada por la *Advanced Camera for Surveys* (ACS) a bordo del Telescopio Espacial Hubble (*HST*) de la NASA, se puede apreciar M43 (arriba a la izquierda) y M42, la emisión de estas dos regiones está claramente separada por un filamento de polvo llamado *Dark Lane* (vereda oscura), este filamento se dobla alrededor de M42 cubriendo una pequeña parte de ésta formando la zona conocida como *Dark Bay* (Bahía Oscura). Estudios con líneas de recombinación de radio e infrarrojo indican que M42 y M43 no están físicamente asociadas pero pudieron haberse formado de la misma nube (Pankonin et al. 1979). Pusimos en la figura (b) el mapeo espacial que hicimos en los dos diferentes observatorios para la línea de [S II], las líneas oscuras muestra toda la región mapeada en las cuatro líneas de emisión ([O I], [S II] y [S III]) con las que se trabajó en esta tesis.

Concentremonos sólo en nuestra región de interés, M42. El modelo más aceptado para explicar la nebulosa es el de la fase de blister (ampolla) (Zuckerman 1973). La idea general de este modelo es que la fuente de fotoionización de la Región H II son las estrellas del Trapecio, que se formaron en uno de los bordes de la NMG y han ionizado parte de la misma creando la nebulosa de Orión, la cual se considera como un blister delgado cóncavo de gas fotoionizado localizado en la superficie de la nube molecular OMC-1. Por lo que queda limitada por ionización por los lados excepto del lado del observador, ahí la nebulosa está limitada por densidad, pudiendo la materia ionizada expandirse por el medio internube cuya densidad es muy pequeña (figura 1.5). Zuckerman (1973) además advirtió que la velocidad del gas ionizado estaba desplazada hacia el azul con respecto a la velocidad de la nube molecular y que las líneas de más alta ionización están más corridas al azul que las de baja ionización. Esto se ve observacionalmente (ver por ejemplo la figura 2.5) y se ha establecido que para una especie atómica dada existe una relación entre la velocidad radial del gas ionizado y el grado de ionización del mismo. Lo podemos ver en la tabla 1.1 indica que mientras más grande es el grado de excitación del ión, la línea estará corrida al azul, por lo que hay una estratificación gradual de velocidad en los estados de ionización. En su modelo,

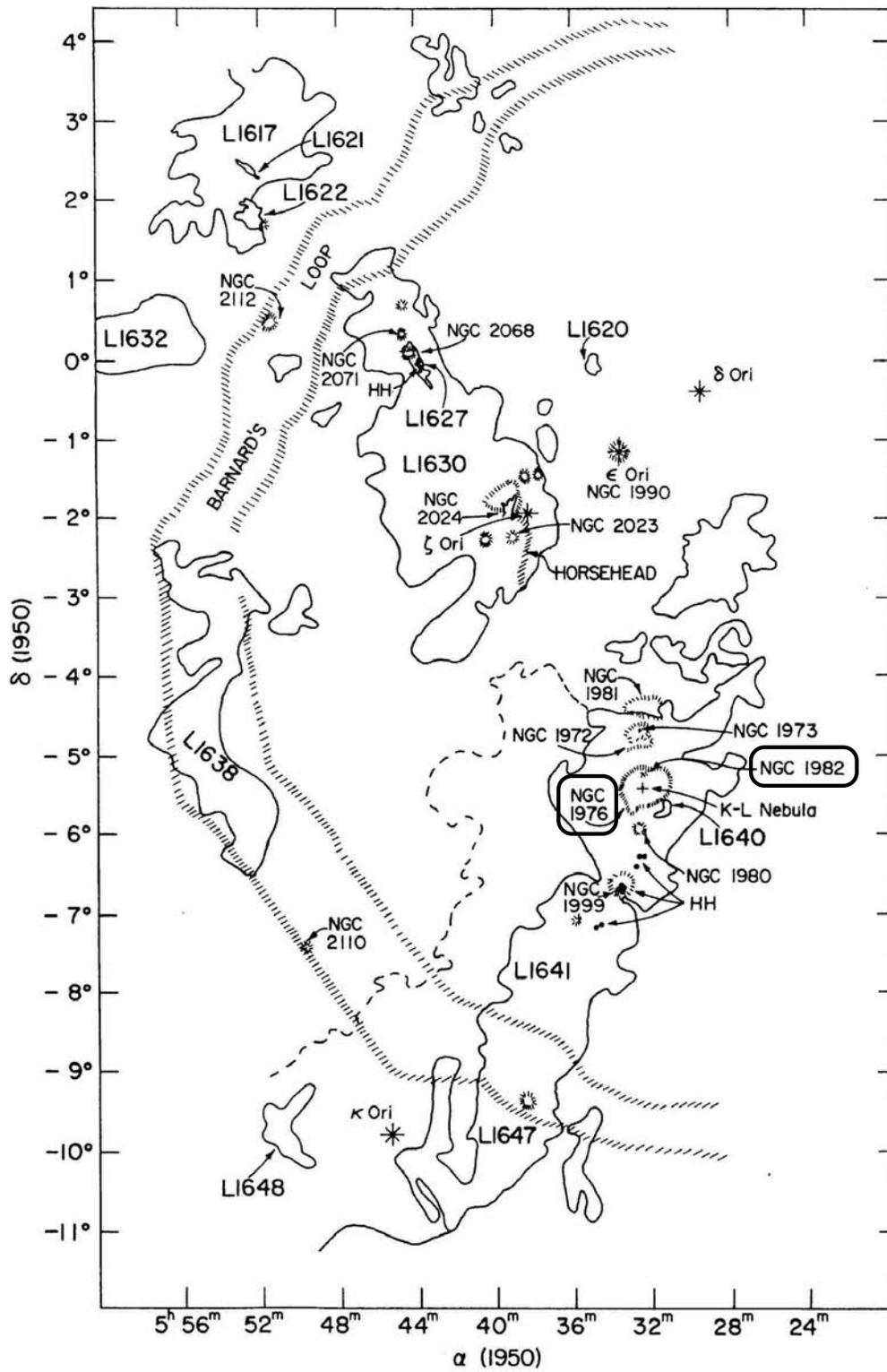


Figura 1.3: Representación esquemática de los complejos moleculares de la Región de Orión (Kutner et al. 1997)

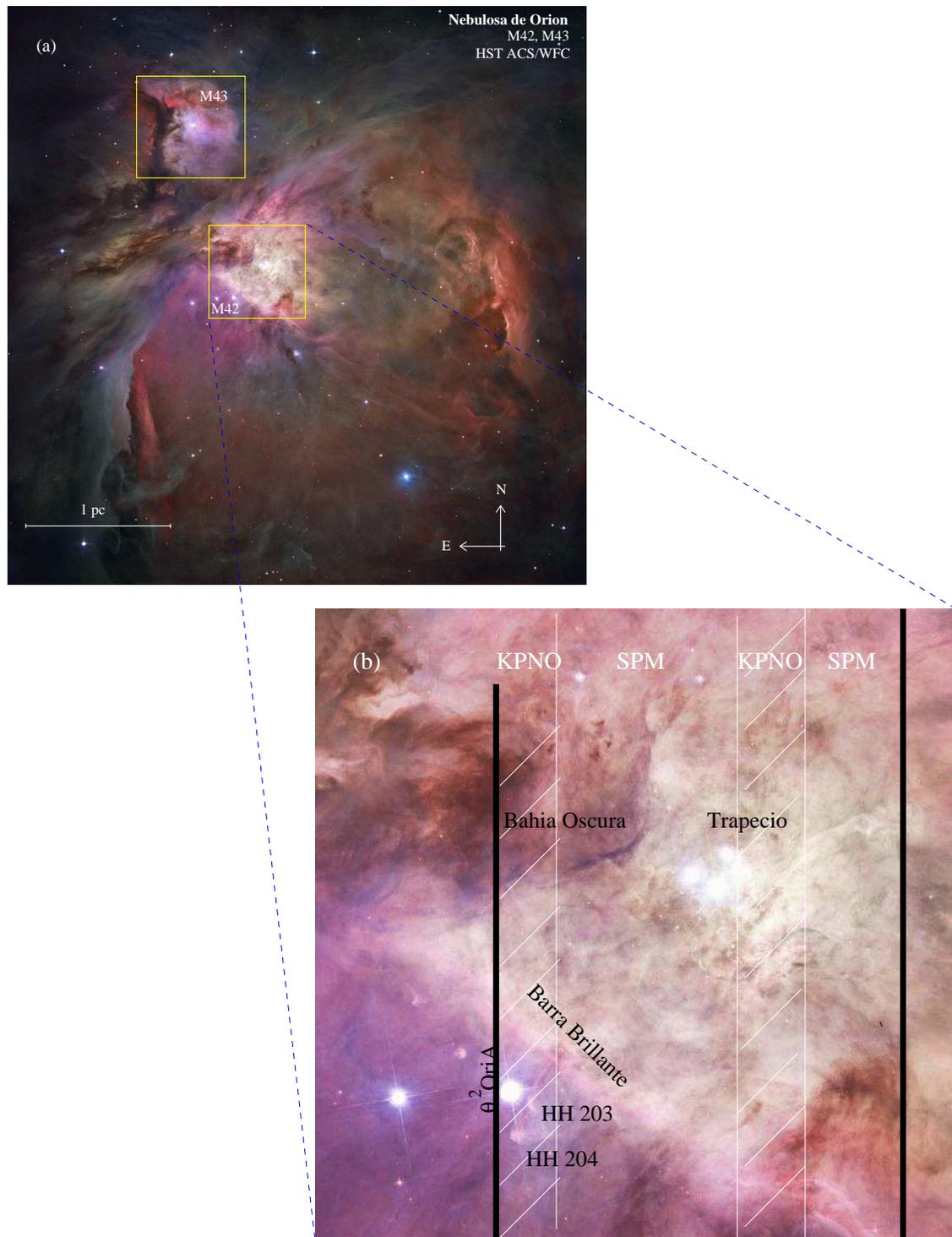


Figura 1.4: Imagen de la nebulosa de Orión tomada con la ACS del HST en 5 filtros F658N $H\alpha$ (rojo/naranja), F850LP z (rojo), F775W i (rojo), F555W V (verde) y F435W B (azul) (NASA,ESA, M. Roberto Space Telescope Science Institute/ESA y el Hubble Space Telescope Orión Treasury Project Team, 2006).

propuso que el gas ionizado y gas molecular estarían interaccionando en lugar de ser entidades vecinas separadas mientras que los frentes de ionización (ver apéndice A, sección A.6) estaban erosionando el lado cercano de la nube neutra.

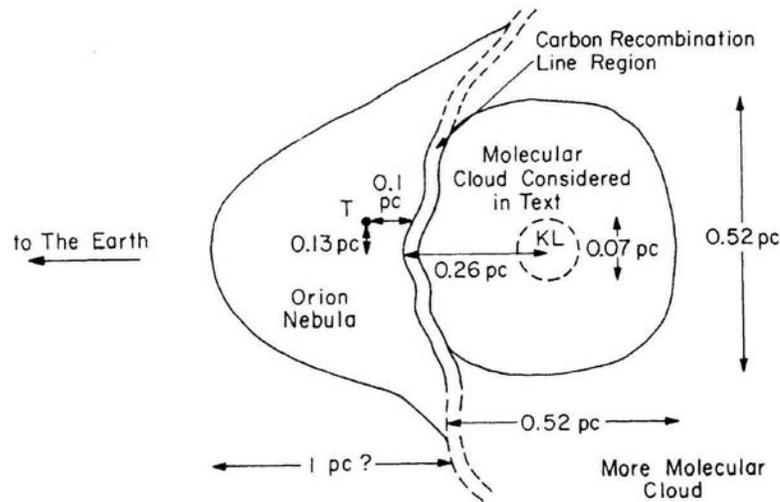


Figura 1.5: Modelo de la nebulosa de Orión propuesto por Zuckerman (1973), donde KL es la nebulosa Kleinmann-Low y la T indica las estrellas del Trapecio

Tenorio Tagle (1979) propuso un modelo dinámico usando condiciones más realistas para la evolución de las regiones H II en presencia de un medio inhomogéneo, este modelo es complementario al de Zuckerman (1973). Tenorio introdujo una nueva fase en la evolución de las regiones H II, la *fase de flujo de champagne*. Veamos de que trata el modelo siguiendo como referencia la figura 1.6. Tenorio-Tagle al igual que Zuckerman (1973) supone una estrella tipo O que se encuentra en el borde la NMG a una distancia $d < r_1$ (r_1 radio de Strömgren, ver apéndice A sección A.3). Considera también que la región fuera de la NMG, al que llamó el medio internube, es mucho menos denso que la NMG. La estrella empieza a ionizar el material que está a su alrededor (fase a), la región ionizada empieza a crecer hasta alcanzar un radio $r = d$, en este momento surge la *fase de flujo de champagne*, en la cual el frente de ionización alcanza el borde de la NMG y comienza a ionizar el gas de baja

densidad del medio internube (fase b). Durante esta fase como las densidades entre la NMG y el medio internube no son iguales y si consideramos que sus temperaturas no varían mucho, se producirá un gradiente de presión entre el material de la nube ionizada y el medio internube ionizado. Esta discontinuidad de presión producirá un frente de choque que se propagará hacia el medio internube mientras una onda de rarefacción se crea y regresa a la región ionizada densa, es decir, se mueve hacia la estrella (fase c). El material ionizado fluye supersónicamente detrás del choque y finalmente se esparce en una región más extendida.

Este modelo explica bastante bien la morfología general de las regiones H II, el problema es que usa forma simétrica en sus modelos y no permite formas irregulares como las que vemos en el frente de ionización principal de la nebulosa de Orión además de que considera cambios suaves en la densidad.

Baldwin et al. (1991) presentaron modelos estáticos de fotoionización de las regiones más internas de la nebulosa para interpretar el espectro de Orión. Una limitante en su modelo (como lo enfatiza Rubin et al. 1998) es que se tiene que especificar la densidad y la geometría para calcular los modelos, y en general la estructura de densidad no se conoce bien.

Más tarde Wen y O'Dell (1995) presentaron un modelo tridimensional de la nebulosa de Orión. Calcularon el espesor de la capa emisora, para esto, emplearon un mapa de $H\alpha$ corregido por extinción y la distribución de densidad espacial calculada por Pogge et al. (1992), encontrando un espesor 0.13 pc bajo la suposición de que la densidad era constante, si cambiaban la densidad a una densidad que decaía exponencialmente, el espesor era el mismo. Después calcularon la distancia de θ^1 Ori C al Frente Principal de Ionización (FPI) resultando ser de 0.3 pc.

Surgieron modelos de fotoionización para determinar la estructura y dinámica de una región H II, uno de los más recientes lo presentan Henney, Arthur y García-Díaz (2005), artículo basado en parte del trabajo de la presente tesis. Henney, Arthur y García-Díaz (2005) hicieron 3 tipos de modelos dependiendo de la curvatura del frente de ionización: cóncavos, planos y convexos, en la figura 1.7 pusimos las imágenes de los tres modelos.

Henney, Arthur y García-Díaz (2005) compararon sus modelos con observaciones de alta resolución de la nebulosa de Orión (García-Díaz y Henney

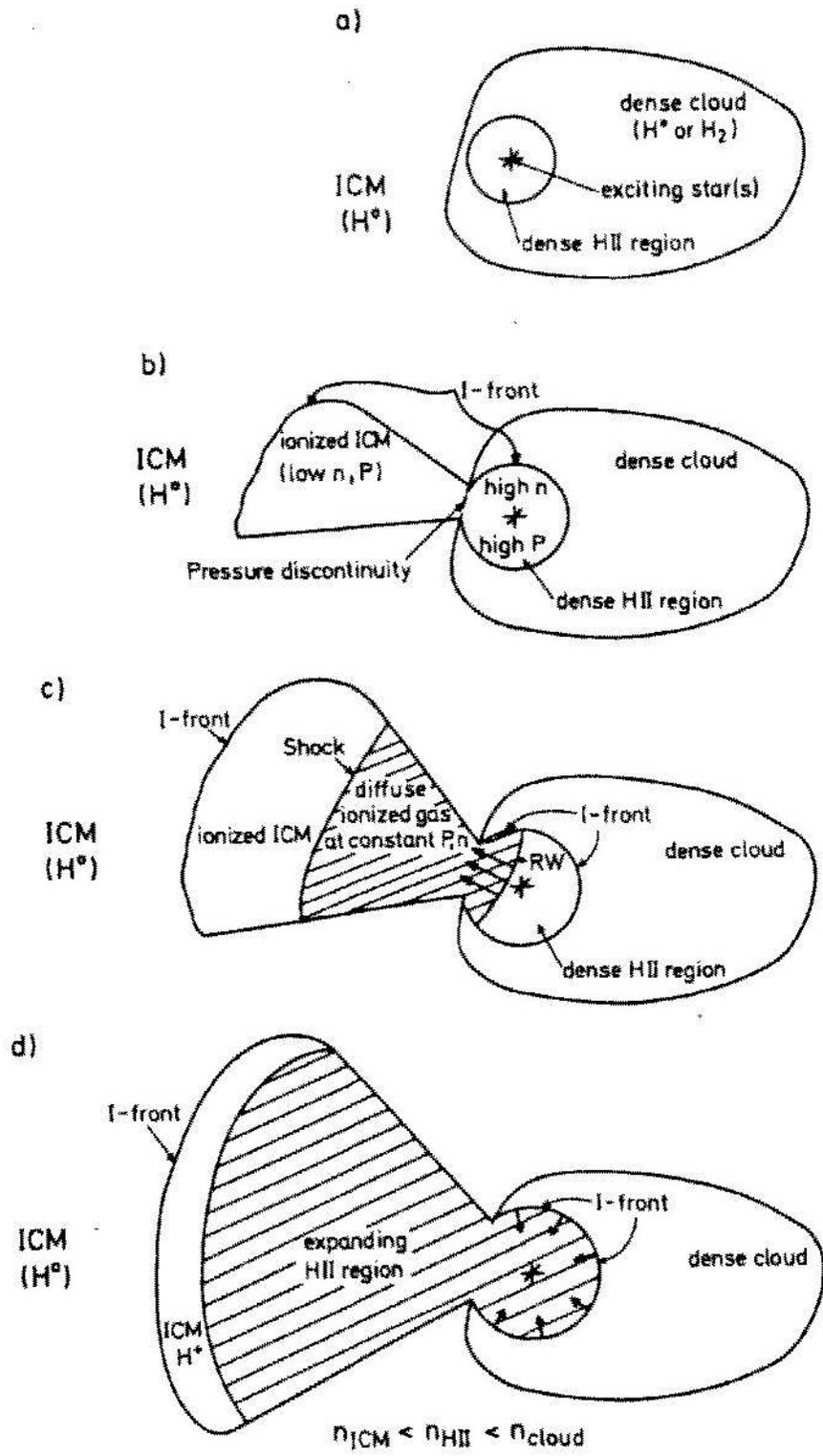


Figura 1.6: Etapas sucesivas de la evolución de una Región H II siguiendo el modelo de Tenorio-Tagle (1979)

2006), llegando a que el modelo con curvatura positiva (convexos) fue el que mejor reproducía la medida de emisión y la densidad electrónica de la nebulosa. Encontraron que el radio de curvatura del frente era aproximadamente dos veces su distancia a la estrella ionizante. El modelo convexo resultó ser consistente con la luminosidad ionizante estimada independientemente de θ^1 Ori C. Aunque los tres modelos ajustaban bien las velocidades medias observadas de las líneas de emisión [O I] y [S III] el convexo ajustaba mucho mejor.

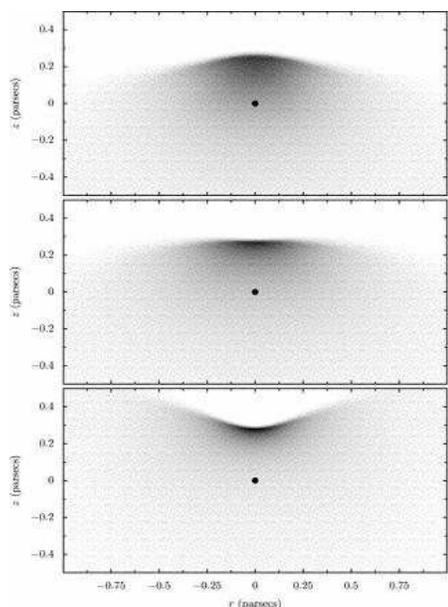


Figura 1.7: Imágenes de 3 modelos concavo, plano y convexo la escala de grises muestra el hidrógeno ionizado, la posición de la estrella se indica por el punto negro en los modelos (Henney, Arthur y García-Díaz 1995).

1.3.1. Estratificación de etapas de ionización

La región H II de Orión se encuentra ionizada por las estrellas del Trapecio principalmente por la estrella θ^1 Ori C que es la más brillante y más caliente. Su clase espectral es O7 V (O'Dell 2001) que corresponde una temperatura efectiva de 38000 K (Lang 1992). Presenta una tasa de pérdida de masa de

$3.5 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, con una velocidad de viento estelar de $1.2 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$ (García Arredondo, Henney y Arthur 2001). Como mencionamos en la sección 1.1, el H es el elemento más abundante siguiendo en importancia el He, por eso las opacidades de H y He serán las que rijan la distribución de los estados iónicos de elementos pesados, encontrándonos con una estratificación de capas de ionización en la nebulosa; tenemos que las regiones más cercanas a θ^1 Ori C tendrán una zona de He^+ y O^{++} lo que da origen a [O III] $\lambda 5007$. Lejos de ahí habrá una zona de H^+ pero con He^0 que también contendrá O^+ que dará origen a la emisión de [O II] $\lambda 3727$ y también habrá N^+ que dará el doblete de [N II] $\lambda \lambda 6583, 6548$. La capa más lejana es el frente de ionización que está delineado por los dobletes de [O I] $\lambda \lambda 6300, 6363$ y el de [S II] $\lambda \lambda 6717, 6731$ ya que ellos requieren la presencia de estados de baja ionización y electrones de varios eV para provocar la excitación colisional de las líneas prohibidas (O'Dell 2001). La tabla 1.1 muestra las diferentes zonas de ionización de la nebulosa.

Región	Ión	Trazadores	V_{hel}^a (km s^{-1})	Densidad ^b (cm^{-3})
PDR	H^0	CO, C II	28	10^5
IF	H^+	[O I],[S II]	25.5	≥ 6000
Baja ionización	He^0, H^+	[O II],[N II]	18.8 ± 1.5	7000
Alta ionización	He^+	[O III],H II He I,[Cl III]	17.9 ± 1.3	4000

^a Goudis (1982), O'Dell y Wen (1992), Hu (1996)

^b Tielens y Hollenbach (1985), Escalante et al. (1991), Pogge et al. (1992)

Tabla 1.1: Etapas de ionización en la Nebulosa de Orión

1.3.2. Objetos en Orión

Uno de los objetos más destacados en la nebulosa de Orión es la Barra Brillante, localizada a $2'$ al suroeste de θ^1 Ori C, de la que se cree es un acantilado del FPI, al que vemos de canto (Balick et al. 1974). Objetos de mayor velocidad que la Barra son los jets bipolares de estrellas jóvenes de

la pre-secuencia principal (algunos de estos jets vienen de la nube molecular OMC-1S²), cuando los jets interactúan con el gas ionizado y con el material neutro producen choques (O'Dell 2001), los que reciben el nombre de objetos Herbig-Haro (HH, llamados así por sus descubridores, Guillermo Haro 1950 y George Herbig 1951). Los HH son nebulosidades brillantes, con tamaños menores que un minuto de arco y se localizan en regiones donde hay estrellas jóvenes. Su espectro óptico incluye líneas de emisión de hidrógeno y líneas de emisión prohibidas tales como [O I], [N II], [S II], [O III] y [Ne III]. Los HH son bipolares cuyos lóbulos están uno corrido al azul y el otro al rojo. De los movimientos propios de los HH se ve que se están alejando de su fuente excitadora a altas velocidades (Doi, O'Dell y Hartigan 2004).

En el apéndice B damos una reseña histórica de los HH en la nebulosa de Orión tales como HH 201, HH 202, HH 203, HH 204 y HH 528.

Otros objetos que se han visto en las imágenes del Telescopio Espacial Hubble (HST), son aquellos objetos compactos de línea de emisión asociados con objetos estelares jóvenes (O'Dell, Wen y Hu 1993), los cuales fueron primero detectados como fuentes de líneas de emisión (Laques y Vidal 1979) y después como fuentes de radio continuo (Churchwell et al. 1987). Estos objetos son ahora conocidos como Proplyds (Discos protoplanetarios, O'Dell y Wen 1994) indicando objetos estelares jóvenes con discos circunestelares cerca o dentro de una región HII.

1.3.3. El cúmulo del Trapecio

Como se mencionó en la sección 1.3, el complejo de Orión contiene dos distintas nubes moleculares, Orión A y Orión B, que juntas contienen $1-3 \times 10^4$ estrellas con edades menores que 1–3 Myr. Orión A contiene un cúmulo joven denso que es el cúmulo de las estrellas del Trapecio con una densidad estelar de $1-2 \times 10^4$ estrellas/pc³ y Orión B contiene un cúmulo llamado NGC 2024 con una densidad estelar de $1-2 \times 10^3$ estrellas/pc³. Estos cúmulos contienen una mezcla de estrellas de baja y alta masa. Los trabajos de Hillenbrand (1997) han establecido que la edad media de las estrellas proyectadas dentro

²OMC-1S está inmediatamente atrás de la nebulosa de Orión. Esta nube molecular es un escenario de gran actividad en formación estelar y de poderosos flujos moleculares.

de ≈ 2 pc de las estrellas masivas del Trapecio es menor que 1 Myr. Hacia el final del noroeste de la Nube Orión A (figura 1.3) se encuentra la nebulosa de Orión cuya región central es una de las regiones de formación estelar mejor estudiada. El cúmulo del Trapecio contiene alrededor de 700 estrellas dentro de 0.5 pc y la edad del cúmulo se ha estimado que es de 1×10^6 yr o menos (Hillenbrand 1997).

Los estudios del cúmulo del Trapecio empieza con Trumpler (1931) siguiendo más tarde con Baade y Minkowski (1937). Este cúmulo estelar joven tiene un tamaño de $3' \times 5'$ centrado cerca de θ^1 Ori C. Herbig y Terndrup (1986) hicieron fotometría para 68 estrellas del Trapecio. Encontraron que la mayor parte de las estrellas son jóvenes menores que 10^6 yr, ellos esperaban encontrar estrellas de 3×10^7 yr, ya que una NMG puede sobrevivir y soportar formación de estrellas de esas edades pero no encontraron evidencias para tales estrellas, concluyeron que la formación de las estrellas es reciente.

Jones y Walker (1988) midieron los movimientos propios para 1,000 estrellas del cúmulo del Trapecio y calcularon una velocidad de dispersión tridimensional, $\sigma = 4.3 \pm 0.5$ km s $^{-1}$. Con esta información y considerando al cúmulo ligado, midieron la masa virial del cúmulo del Trapecio. Tomaron una velocidad total de dispersión de 4.3 km s $^{-1}$ y un radio de 0.23 pc (tamaño sugerido por su apariencia proyectada), encontrando una masa virial de $\approx 2000 M_{\odot}$ que es mucho mayor que la masa total observada en el Trapecio por Herbig y Terndrup (1986) de $200 M_{\odot}$. Entonces invirtieron el problema y calcularon la velocidad que correspondería a la masa observada, lo que dio una velocidad de 0.8 km s $^{-1}$ resultando ser mucho más pequeña que la observada, 2.5 km s $^{-1}$ (la velocidad de dispersión de estrellas de baja masa cercanas al Trapecio es de 2.5 km s $^{-1}$ para cada coordenada). Aquí llegaron a un problema con 3 opciones:

- puede ser que las velocidades de dispersión estén mal calculadas, o
- la masa estelar sea errónea, o
- que el sistema no esté en equilibrio virial

Ellos pensaron que si la respuesta era la última opción implicaría que el cúmulo del Trapecio no está ligado. Calcularon el tiempo de cruce tomando

un diámetro de 0.4 pc y una velocidad de 2.5 km s^{-1} , resultando ser del orden de $2 \times 10^5 \text{ yr}$. Este es el tiempo para que el rompimiento tome lugar o que se establezca el equilibrio virial. Llegaron a la conclusión de que es posible que el cúmulo sea más joven que este tiempo o que el gas haya sido removido y ahora el cúmulo está respondiendo a este hecho. Su conclusión fue que no estamos en presencia de un protocúmulo sino de un sistema en ruptura.

Ampliando el muestreo de estrellas, Hillenbrand y Lynne (1997) reportaron estudios espectroscópicos y de imágenes ópticas e infrarrojas de la región dentro de 2.5 pc de las estrellas del Trapecio. Su estudio contiene 1600 fuentes ópticas y 2000 fuentes detectadas en el infrarrojo (IR). Su conjunto de datos les permitió determinar los parámetros estelares para las estrellas individuales, notando que las estrellas más jóvenes se encuentran más cerca del radio interno del cúmulo.

En un subsecuente estudio, Hillenbrand y Carpenter (2000) aumentaron el estudio a 4000 estrellas. Con este muestreo completo, Scally, Clarke y McCaughrean (2005) usaron el teorema del virial para calcular la razón entre la energía cinética, K , y la energía potencial, W , para esto tomaron una masa total de $M = 2,000 M_{\odot}$, con una energía cinética, $K = 1/2 M\sigma^2$ y una energía potencial de $W = GM^2/2R_h$ del cúmulo, donde R_h es el radio que contiene la mitad de la masa del cúmulo. Con la misma velocidad de dispersión encontrada por Jones y Walker (1988), $\sigma^2 = 4.3 \text{ km s}^{-1}$, encuentran que $Q = K/W = 1.5$, con este valor se piensa que el cúmulo de la nebulosa de Orión (CNO) no está ligado (Jones y Walker 1988) y que se está expandiendo o que debe de haber una significativa cantidad de gas o estrellas presentes que no se ven y que lo pueden mantener ligado.

Para responder a este problema construyeron modelos dinámicos del CNO. Hicieron modelos ligados y no ligados, considerando al cúmulo como un sistema aislado y formado solamente de estrellas, ignoraron la posibilidad de formación estelar en el cúmulo y tomaron una simetría esférica. Para modelos en equilibrio virial tomaron una densidad inicial uniforme y tomaron un cúmulo de 4000 estrellas contenidas en un radio de 2 pc, resultó que tal modelo no ajustó a las observaciones de Jones y Walker (1988) del CNO. Si tomaban un perfil de densidad de $1/r^2$ parecía ajustar más o menos a los datos observacionales del CNO. Respecto a los modelos no-ligados explo-

raron dos casos, el primer caso fue considerar que el CNO se formó desde un estado inicialmente no ligado y que no es más joven que 2 Myr, el modelo señala que el CNO se está expandiendo cuasiestáticamente implicando pérdida gradual de gas y según el modelo, habría un núcleo ligado y un halo de estrellas no ligado. El otro caso fue tomar al CNO inicialmente ligado y que recientemente se haya convertido en no ligado, el modelo predice que el CNO sufrirá una expansión rápida y concuerda con los movimientos propios de las estrellas observadas por Jones y Walker (1988).

2

Observaciones y Reducciones

Estudiamos la estructura de la nebulosa de Orión que es la región H II más brillante, mejor estudiada y es la más cercana (450 pc) que tenemos. Es importante estudiar esta nebulosa porque por medio de esta podemos entender lo que está pasando en las regiones H II lejanas, como son la interacción de los flujos fotoionizantes con el MIE, el polvo, etc. Hasta la fecha no se tenía un mapeo confiable de su estructura de densidad, hasta que nosotros nos enfocamos en esta deficiencia. Para tal objetivo hicimos espectroscopía de alta resolución en cuatro líneas de emisión entre ellas el doblete de [S II], que permitió la determinación de la densidad electrónica. Para poder discernir la riqueza de actividad hidrodinámica de los resultados, hicimos mapas de densidad electrónica del interior de la nebulosa integrados en diferentes rangos de velocidad.

Preparamos mapas, de las cuatro líneas de emisión, de intensidad, densidad electrónica, centroide de velocidad, anchos de líneas y cocientes de líneas de emisión ([O I]/[S II], [S III]/[O I]) de las diferentes componentes de velocidad. Nuestros resultados los comparamos con modelos de fotoionización. Lo que nos interesó fue estudiar las barras brillantes y los filamentos oscuros que se observan en los mapas de Orión que hasta la fecha, los filamentos, no se habían estudiado.

Existe otra componente a parte de la emisión del gas que se encuentra cerca del FPI (velocidades heliocéntricas, V_{hel} , entre +15 y +25 km s⁻¹), que tiene una $V_{\text{hel}} \approx 0$ km s⁻¹ cuyo origen no se entiende bien. Analizamos la

componente con los mapas de isovelocidad y también usamos los perfiles de línea separándola de la componente principal por ajustar tres gaussianas a cada perfil de línea. Modelamos la región de emisión de la componente de 0 km s^{-1} usando modelos de fotoionización de Cloudy (Ferland 2000) para encontrar su origen.

Otro problema que quisimos resolver fue encontrar el posible origen de una estructura a gran escala corrida al azul ($V_{\text{hel}} \approx 5 \text{ km s}^{-1}$) que se ve en nuestros mapas, llamada el Arco Grande (ver figura 4.1) usando también el código Cloudy (Ferland 2000).

Para empezar con nuestro trabajo describiremos las observaciones y la manera en como se redujeron los datos. En el capítulo tres analizaremos las observaciones, en el capítulo 4 daremos los resultados de las mismas. En el capítulo cinco explicaremos los modelos de fotoionización que empleamos y en el capítulo 6 daremos las conclusiones del trabajo de tesis.

2.1. Observaciones

Hicimos observaciones de espectroscopía echelle de rendija larga en el Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Mártir (OAN), Baja California, México, para investigar la estructura física de la nebulosa de Orión en tres dimensiones, dos espaciales y una de velocidad. Hicimos las observaciones en las líneas de emisión de [O I] $\lambda 6300$, [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$ y [S III] $\lambda 6312$. Para las líneas de [S II], incluimos una serie de espectros de “Kitt Peak National Observatory” (colaboración con C. R. O’Dell y T. Doi, Universidad de Vanderbilt, E.U.A.).

Usamos el telescopio de 2.1 m en su configuración f/7.5. Los espectros de alta resolución se obtuvieron usando el espectrógrafo Mezcál; sus características han sido reportadas por Meaburn et al. (2003) quien lo diseñó. Escogimos este espectrógrafo porque es muy poderoso para resolver componentes de las líneas de emisión de fuentes extendidas. Su alto modo en resolución (6 km s^{-1} usando la rendija de $70 \mu\text{m}$ y 12 km s^{-1} con la rendija de $150 \mu\text{m}$) es suficiente para mapear el flujo interno de la nebulosa de Orión, ya que las velocidades en la nebulosa varían alrededor de 10 km s^{-1} . El diseño sobre el mezcál y su funcionamiento lo resumimos en el apéndice C.

Observaciones en KPNO

Los espectros del doblete de [S II] tomados en KPNO se observaron con un espectrógrafo echelle en su uso combinado con el telescopio de 4 m, usando una rendija de longitud de 300'' orientada norte-sur sobre la nebulosa y las exposiciones se tomaron en un arreglo de diferentes ascensiones rectas (con una separación de $\simeq 2''$). De este modo se construyó un cubo posición-posición-velocidad para cada línea con una resolución de $2'' \times 2'' \times 8 \text{ km s}^{-1}$ (García-Díaz y Henney, 2003). El conjunto de datos consiste de 37 posiciones distribuidas en dos regiones, una al Este de la nebulosa, abarcando θ^2 Ori A incluyendo parte de la Barra Brillante y los objetos Herbig-Haro HH 203/204, centrada en una declinación de, $\delta = -05^\circ 23' 54''$ y cubriendo una región en ascensión recta, A.R., de $\alpha = 05^{\text{h}}35^{\text{m}}20^{\text{s}}18$ a $\alpha = 05^{\text{h}}35^{\text{m}}23^{\text{s}}19$. La segunda posición se tomó hacia el oeste de la nebulosa, centrada a $\delta = -05^\circ 23' 45''$ con un rango de A.R. de $\alpha = 05^{\text{h}}35^{\text{m}}10^{\text{s}}40$ a $\alpha = 05^{\text{h}}35^{\text{m}}13^{\text{s}}21$. Se usaron diferentes filtros en las longitudes de onda de [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$, [N II] $\lambda 6583$, [O III] $\lambda 5007$ y H α $\lambda 6563$ (para mayor detalles sobre las observaciones ver O'Dell, Ferland y Henney, 2001; Doi, O'Dell y Hartigan, 2004).

Observaciones en el OAN

Las observaciones del OAN las hicimos el Dr. Will Henney y yo en octubre del 2002, enero 2003 y diciembre del 2003. Los espectros de alta resolución se obtuvieron con el telescopio de 2.1 m, usando el espectrógrafo Mezcal, y empleando los "Filtros nebulares galácticos, serie I" de SII $\lambda 6730$ y OI $\lambda 6300$. Barrimos la nebulosa en 55 posiciones para las líneas de [S II] $\lambda 6716, 6731$ con éstas observaciones cubrimos las posiciones que faltaron en KPNO. Las líneas de [O I] $\lambda 6300$ y [S III] $\lambda 6312$ se observaron simultáneamente gracias a su proximidad en longitud de onda. Para hacer el mapeo tomamos como punto de referencia la estrella JW 499 ($\alpha = 05^{\text{h}}35^{\text{m}}15^{\text{s}}.89$, $\delta = -05^\circ 23' 49''.92$). Un problema que tuvimos que afrontar es que no se podía apuntar el telescopio con la misma precisión con que se hizo en KPNO, es decir, era muy difícil mover con exactitud el telescopio por un offset de 2'' como lo requería el trabajo de esta tesis. Por tal motivo tuvimos que tomar imágenes directas del campo junto con la rendija proyectada (tiempo de integración de 100 s)

para conocer la posición exacta de la rendija. Estas imágenes se tomaron antes y después de tomar los espectros en cada posición.

Empleamos una rendija de longitud de $312''$ cuya orientación fue nort-sur (igual que en las observaciones de KPNO). Se usaron diferentes aperturas de rendija, una de $150\ \mu\text{m}$ ($\equiv 1.9''$) y otra de $70\ \mu\text{m}$ ($\equiv 0.95''$) para diferentes posiciones. La mayor parte de las observaciones se hicieron con la rendija de $150\ \mu\text{m}$ (se tomaron 20 posiciones con la rendija de $70\ \mu\text{m}$ para la línea de [S II] y sólo una posición con la misma rendija para [O I]). Tomamos espectros con la rendija de $70\ \mu\text{m}$ para las regiones de interés ya que se resolvían bastante bien las componentes de las líneas de emisión, sin embargo no pudimos mapear toda la nebulosa con esta rendija debido a que el tiempo asignado de telescopio no lo permitía. Se tomó un par de espectros con la rendija orientada este-oeste para poder hacer la calibración en velocidad. Cada espectro se observó un par de veces con un tiempo de exposición de 450 s para la apertura de $150\ \mu\text{m}$, usando el detector SITE 3 de 1024×1024 con pixeles cuadrados de $24\ \mu\text{m}$, con un binning de 2,2 obteniéndose una imagen de 512×512 , con una escala de placa de $0.602''/\text{pixel}$. El tamaño del pixel físico fue de $4\ \text{km s}^{-1}$. Para las observaciones de la rendija con apertura de $70\ \mu\text{m}$, tomamos un tiempo de integración de 900 s, con un binning de 1,1 teniendo de esta manera una imagen de 1024×1024 , con una escala de placa de $0.301''/\text{pixel}$ en promedio.

Para la calibración en longitud de onda tomamos espectros de la lámpara de Torio-Argón con un tiempo de exposición de 200 s, para cada posición de la rendija. Al final de cada noche se tomaron conjuntos de campos planos y bias. El programa completo consta de 92 posiciones para la línea de [S II] cubriendo un intervalo en A.R. de $190.6''$. Para las líneas de [O I] y [S III] obtuvimos un total de 60 posiciones con un intervalo similar al anterior (ver figura 1.4).

2.2. Proceso de Reducción de datos

Para la reducción de los espectros se utilizó el paquete IRAF, implementado por el Observatorio Nacional de Kitt Peak (KPNO), Arizona, E.U.A., operado por el NOAO (National Optical Astronomy Observatory). A conti-

nuación explicaremos la reducción de nuestros datos.

Corrección por Bias y Campos Planos

Los bias son imágenes que se toman con el obturador cerrado. Los pixeles en un bias deben tener un valor promedio arriba de cero, para esto se le agrega a la cámara un voltaje conocido ya que de lo contrario podríamos tener pixeles con valor cero. El cero representa un valor que estuvo fuera del rango más abajo del convertidor y no hay información estadística en el pixel y cualquier pixel con este valor no sería propiamente correcto cuando se aplica las correcciones del bias a la imagen.

Otro efecto que presenta el detector, es la inhomogeneidad a la respuesta de los pixeles, no todos presentan la misma sensibilidad a una iluminación uniforme. Para corregir por este efecto se toman campos planos (flats) que son imágenes, que en nuestro caso, las tomamos con una lámpara de tungsteno.

Todas observaciones se deben de corregir por los efectos antes mencionados. Combinamos los bias con la tarea *imcombine* junto con la opción para quitar los rayos cósmicos, el bias resultante lo restamos a los espectros y a las lámparas.

Sumamos todos los renglones de los flats, sacamos una media y lo normalizamos, al flat lo expandimos a su tamaño original. Los espectros y las lámparas fueron divididos por el flat resultante.

Rayos Cósmicos

Los rayos cósmicos (partículas radioactivas), llegan al CCD de una manera aleatoria y se observan como puntos brillantes en la imagen. Para limpiar los espectros de esta emisión usamos la rutina *imcombine* ya que para cada posición de la rendija tomamos dos exposiciones consecutivas, las promediamos usando una de las opciones de la tarea para que quite los rayos cósmicos. Para las lámpara, tenemos un espectro para cada posición entonces usamos la tarea *cosmicray*.

Corrección Horizontal

En los espectros de rendija larga tenemos que afrontar el problema de deformación óptica debido a la rendija. Por lo que debemos de quitar las deformaciones geométricas (que pueden ser inclinaciones o curvas, en nuestro caso los espectros presentaban una pendiente horizontal) en el eje espacial el cual debe de estar exactamente paralelo a lo largo de una línea. El procedimiento que usamos para corregir los datos fue el de tomar un espectro que tuviera una estrella, la identificamos con la tarea *identify* que hace un ajuste, se ajustan las nuevas coordenadas a la imagen con *fitcoords* y las nuevas correcciones se aplican a todos los espectros y lámparas usando *transform* la cual hará la corrección geométrica. Un ejemplo de esta corrección se muestra en la figura 2.1 en donde los números son la posición del espectro de la estrella, vemos que en el espectro de la izquierda el espectro de la estrella no esta perfectamente horizontal, cae en 336 y termina en 335, esta mal por un pixel, al hacer la corrección (espectro derecho) empieza en 335 y termina exactamente en 335.

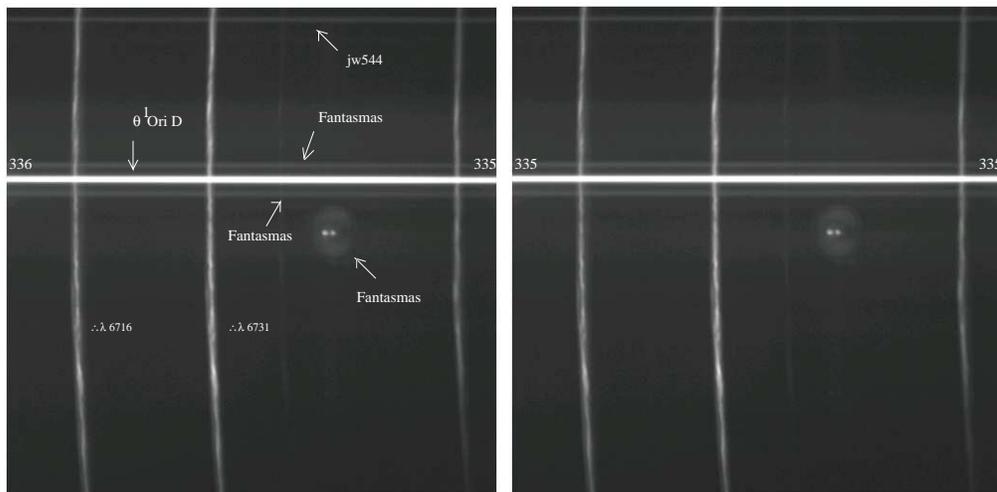


Figura 2.1: Espectros de [S II] con (derecha) y sin (izquierda) corrección geométrica, esta rendija pasa exactamente por θ^1 Ori D

Calibración en Longitud de Onda

El siguiente paso fue la calibración de los espectros unidimensionales en longitud de onda. Se identifican interactivamente las líneas de emisión de las lámparas de Torio-Argón (arcos) con la finalidad de cambiar los valores de los pixeles de los espectros en valores de longitud de onda. Los programas necesarios para calibrar los espectros se encuentran dentro del paquete *twodspec* \rightarrow *longslit*, usando las siguientes tareas: *identify*, se aplica al espectro consumado de la lámpara de comparación con el fin de identificar las líneas de emisión. Lo que hace la tarea es desplegar la imagen y con el cursor se van identificando líneas que el programa compara con un archivo previamente establecido, para asociar los pixeles con las respectivas longitudes de onda (ver figura 2.2).

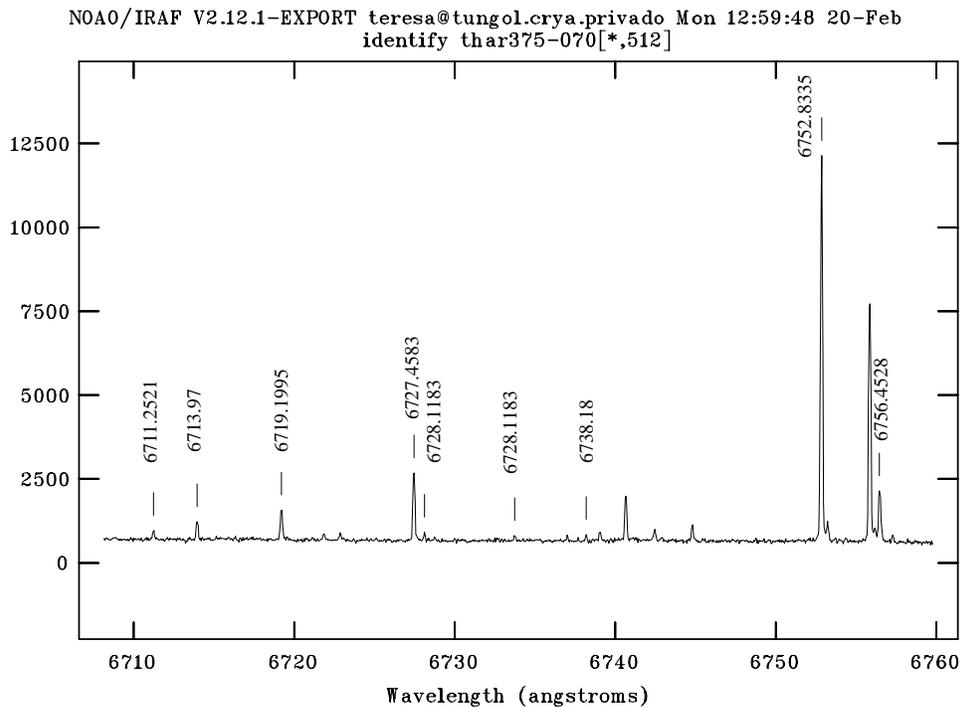


Figura 2.2: Espectro de una lámpara de comparación Torio-Argón

La salida es una tabla con los parámetros de las líneas identificadas y del ajuste en la dirección espectral.

A continuación debemos identificar las líneas a lo largo de toda la imagen, usando los datos de *identify*, para esto usamos la tarea *reidentify*, le damos el nombre de la lámpara que usamos en la tarea anterior (arco que hemos usado para identificar las líneas) y el nombre de la imagen en la que queremos reidentificar las líneas (el mismo arco). La tarea *fitcoords* ajusta una superficie para definir la longitud de onda en la imagen como función de posición x,y . Finalmente se procede a calibrar los espectros en longitud de onda con la ayuda de *transform*. En la figura 2.3 se muestra un ejemplo de un arco antes y después de la rectificación.

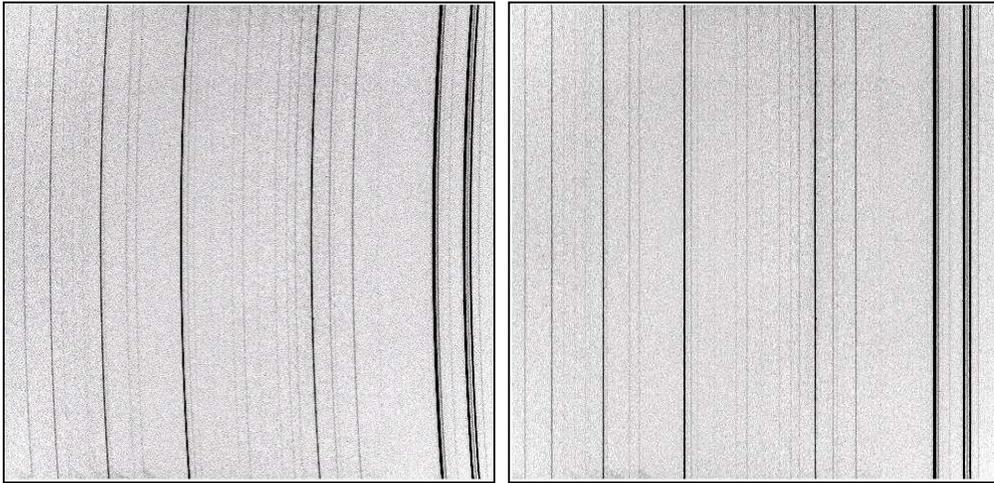


Figura 2.3: Arcos de [S II] antes (derecha) y después (izquierda) de la rectificación (rendija de $70 \mu\text{m}$)

Corrección en Velocidad

La relación entre la velocidad y la longitud de onda, la dio Doppler, quien estableció que una fuente de luz que se acerca o se aleja de un observador estático va hacia la parte azul del espectro cuando se mueve hacia el observador o hacia el rojo, si se aleja de este. El corrimiento Doppler nos dice que

líneas espectrales cambian en una cantidad que depende de su velocidad:

$$v = \frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda_0}{\lambda_0} c \quad (2.1)$$

donde λ_{obs} es la longitud de onda observada, λ_0 es la longitud medida en el laboratorio y c es la velocidad de la luz. De esta manera se calcula la velocidad radial (movimiento a lo largo de la línea de visión) de las líneas espectrales. Para esta tesis se utilizaron las longitudes de onda en reposo dadas en la tabla 2.1, tomadas de Baldwin et al. 2000.

λ_0 [\AA]	Línea
6730.816	[S II]
6716.440	[S II]
6300.304	[O I]
6312.060	[S III]
Baldwin et al. 2000	

Tabla 2.1: Longitudes de onda en reposo

Como estamos trabajando con líneas espectrales tuvimos que trabajar en un marco de referencia de velocidad, el sistema de referencia que escogimos fue el heliocéntrico (velocidad radial relativa al Sol), otro sistema que se usa es el estándar local de reposo (corregido por el movimiento solar), LSR (por sus siglas en inglés, Local Standard of Rest). El LSR se define como el sistema de coordenadas de un punto en el espacio, localizado a la distancia del Sol del centro Galáctico que gira en orbita circular alrededor del centro de la Galaxia. En el LSR la velocidad promedio de las estrellas en la vecindad solar es cero. La corrección para pasar del sistema heliocéntrico al LSR, para Orión, es -18 km s^{-1} .

El sistema heliocéntrico se refiere a la velocidad radial corregida por el movimiento de la Tierra alrededor del Sol, para trabajar en este sistema hay que encontrar la corrección. Para esto, hay que tener en cuenta que la velocidad radial de los espectros representa el movimiento relativo de la región que estamos observando con respecto al observador en el momento de la observación, porque el observador se está moviendo por la rotación de la Tierra

y por su movimiento alrededor del Sol, estos movimientos tienen que ser eliminados de la velocidad radial, lo que se llama la corrección heliocéntrica.

Nosotros hicimos la corrección heliocéntrica para cada espectro usando la tarea *rvcorrect* del paquete *astutil* de IRAF.

Por otro lado también hicimos la calibración relativa entre rendijas ya que había variaciones en velocidad de las rendijas con sus vecinas debido a que la calibración en longitud de onda no fue perfecta. Para esto usamos los espectros tomados con la rendija orientada este-oeste, calculamos la velocidad promedio para cada sección apropiada de la rendija y la forzamos para que fuera una función suave de A.R. de tal manera que fuera consistente con la rendija horizontal.

De aquí en adelante cuando hablemos de velocidad nos estaremos refiriendo a la velocidad heliocéntrica a menos que se especifique lo contrario.

Corrección por Background

La emisión de continuo que vemos en los espectros es la emisión debida a las transiciones libre-libre y a las ligado-libre, también hay contaminación de luz de las estrellas dispersada por polvo. Todo esto hay que quitarlo, es decir, tuvimos que restar el continuo a los espectros individuales. Creamos el background usando programas en Fortran, el programa desplegaba los espectros de línea de un conjunto de datos ya seleccionados de acuerdo a su temporada de observación, de esta manera, podíamos escoger zonas de background interactivamente. Una vez creado el background se ajustó a la emisión del continuo por medio de una serie polinomial para cada renglón. Nosotros escogimos un polinomio de segundo grado que fue el que mejor ajustó. Finalmente el background resultante lo restamos a los espectros ya reducidos. Un ejemplo de antes y después de restar el continuo se muestra en la figura 2.4

Respecto a la línea de emisión de [O I], tuvimos que restarle la emisión geocoronal la cual estaba separada de la emisión de [O I] proveniente de la nebulosa. Construimos la línea del cielo usando ajustes de hipergaussianas ($f(v) = Ae^{-((v-v_0)^2/\sigma^2)^{1.5}}$) que restamos a cada línea de [O I].

La figura 2.5 muestra un ejemplo de los espectros ya calibrados de las

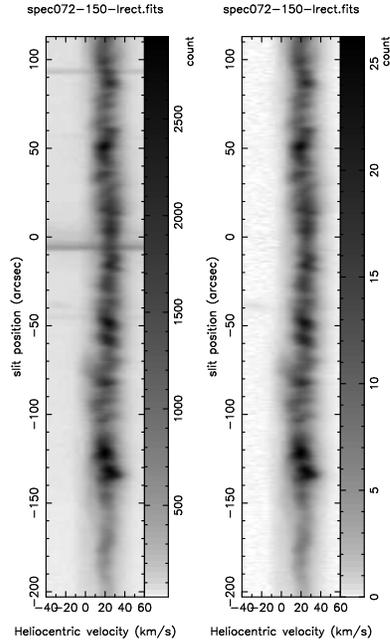


Figura 2.4: Espectros bidimensionales con (izquierda) y sin (derecha) background de la línea de [S II] $\lambda 6731$ con una posición de $5.6''$ respecto a θ^1 Ori C por esa rendija pasan dos estrellas

cuatro líneas de emisión, [O I], el doblete de [S II] y [S III], la etiqueta que se encuentra en el eje y , “slit position”, es la posición de la rendija en declinación en donde el punto cero es la posición de la estrella JW499. La A.R. de la rendija es $+5^{\text{h}}35^{\text{m}}19^{\text{s}}$ (en el Este de la nebulosa). Sus correspondientes perfiles de línea integrados a lo largo de la rendija así como la densidad electrónica para esa posición se muestran en la última gráfica de la figura 2.5.

Todos los espectros calibrados que usamos en esta tesis se muestran en los apéndices D, E y F para las líneas de emisión de [S II], [O I] y [S III] respectivamente.

Astrometría

Para conocer la posición de la rendija, hicimos la calibración astrométrica de las secuencias imagen-rendija. Lo primero que hicimos fue identificar más

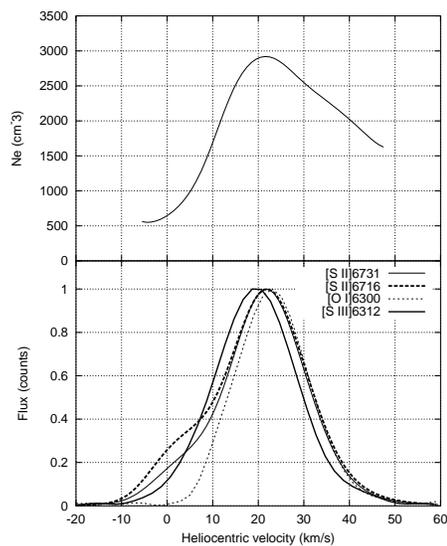
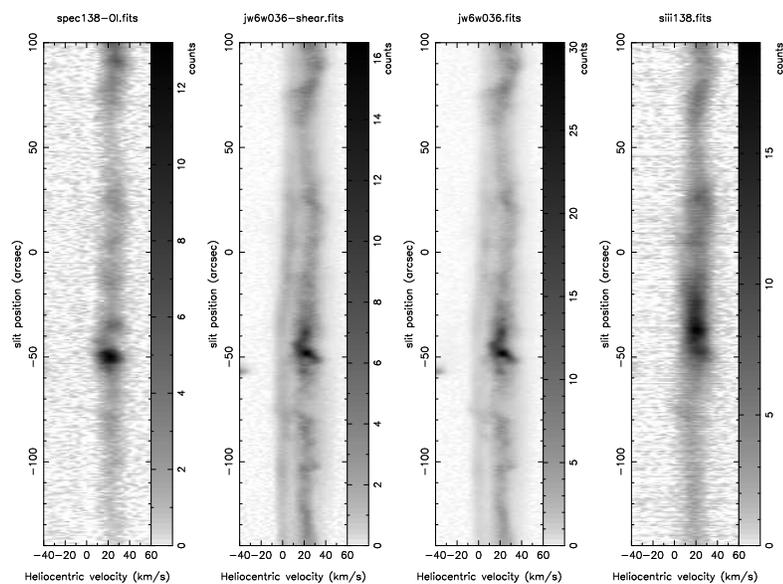


Figura 2.5: Espectros bidimensionales. El primer espectro es [O I], el segundo es [S II] $\lambda 6716$, el tercero es [S II] $\lambda 6731$ y el cuarto panel es [S III]. La última gráfica son los perfiles de las líneas de emisión y la correspondiente densidad electrónica. Posición de la rendija en A.R. = $+5^{\text{h}}35^{\text{m}}19^{\text{s}}$

de cinco estrellas de campo de cada imagen, usando los mapas de Jones y Walker (1988), quienes hicieron la fotometría en la región del Trapecio. Usando la tarea *imexam*, la cual necesita de una herramienta de visualización para desplegar la imagen, en nuestro caso usamos el visualizador SAOImage ds9 que soporta imágenes fits. Con la tarea anterior fácilmente encontramos las coordenadas en pixeles de las estrellas identificadas. Una vez teniendo un archivo con las posiciones en x (pixel), y (pixel), A.R. (α) y declinación (δ), corrimos la tarea *ccmap*. Esta tarea hace una proyección geométrica del cielo y cambia las coordenadas x,y en coordenadas celestes α, δ , para hacer el ajuste usa series polinomiales de Chebyshev. Para aplicar la transformación hecha por *ccmap* usamos *ccsetwcs* cuya salida será el archivo fits de la imagen-slit en coordenadas de A.R. y declinación.

Espectrofotometría

La corrección de iluminación la hicimos tal como se explica en la reducción de flats usando la lámpara de tungsteno. Sobre la calibración relativa entre rendija usamos una imagen del *HST* de la nebulosa de Orión en [S II] y la rendija horizontal para corregir por intensidad.

Para la calibración fotométrica usamos los datos publicados por Baldwin et al. (1991 y 2000). Ellos hicieron observaciones espectrofotométricas de alta resolución de la nebulosa de Orión hechas con el espectrógrafo Cassegrain echelle del Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO), con el telescopio de 4 m. Los mismos autores usaron una rendija con un ancho de $2''$ y una longitud de $4'.7$. La rendija la colocaron en una dirección este-oeste en la misma declinación de la estrella θ^1 Ori C. Sus datos se extienden $5'$ hacia el oeste de θ^1 Ori C. Calcularon los cocientes de líneas para 21 posiciones a lo largo de la rendija.

Buscamos en nuestros datos espectros que coincidieran en A.R. y declinación con los datos de Baldwin et al. (1991), una vez indentificados calculamos los cocientes de línea de [S II] $\lambda 6731$ /[S II] $\lambda 6716$ para compararlos con los obtenidos por Baldwin et al. (1991,2000) y encontrar la calibración absoluta.

A los espectros de KPNO se les tuvo que hacer otra corrección porque

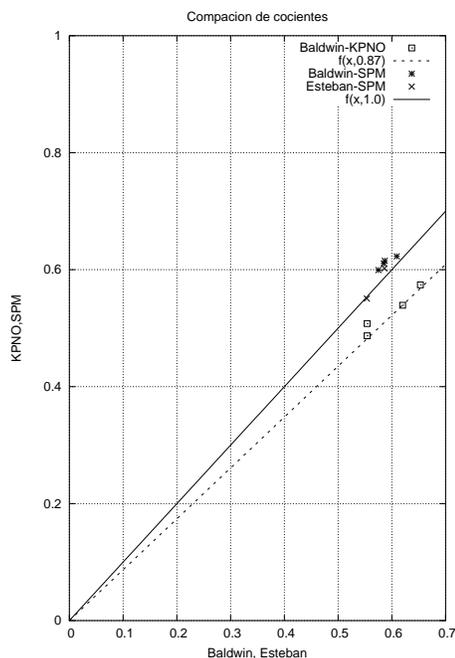


Figura 2.6: Comparación de cocientes de intensidad de línea, la línea punteada indica una pendiente de 0.87 y la línea sólida una pendiente de 1, los cuadros son las observaciones de KPNO que tiene la misma A.R. y declinación que los datos de Baldwin et al. (1991). Las cruces y las estrellas son las observaciones de SPM comparados con los de Esteban et al. (1998) y los de Baldwin et al. (1991)

no estaban de acuerdo con los del OAN en intensidad, por lo que usamos nuevamente los datos de Baldwin et al. (1991) y los de Esteban et al. (1998). Esteban et al. (1998) observaron la nebulosa de Orión con el telescopio de 2.1 m del OAN de San Pedro Mártir, poniendo la rendija en 2 posiciones, una centrada a $25''$ al norte de θ^1 Ori C y la otra posición centrada a $25''$ hacia el sur y $10''$ oeste de θ^1 Ori C con la rendija orientada este-oeste de la nebulosa, ellos derivaron la densidad electrónica usando el doblete de [S II]. Para los datos de Baldwin et al. (1991) tomamos también la densidad que ellos encontraron para sus diferentes posiciones de rendija. Comparamos nuestras rendijas con estos resultados y encontramos una pendiente 1 a 1 para los datos del OAN (esto fue porque Esteban et al. (1998) usaron el mismo

ángulo blaze como nosotros) y una pendiente de 0.87 para los datos de KPNO como se muestra en la figura 2.6, corregimos los espectros de KPNO por este factor.

2.3. Mapas de isovelocidad

Para hacer los mapas de isovelocidad de las líneas de emisión homogeneizamos los anchos de las líneas suavizando los espectros que tenían una resolución en velocidad más alta (como los de $70 \mu\text{m}$ y los espectros de KPNO) haciendo sus anchos instrumentales iguales a los que presentaban espectros de $150 \mu\text{m}$ para los cuales el FWHM fue de 12 km s^{-1} .

Interpolamos las rendijas en una red uniforme de A.R. y declinación usando interpolación lineal entre dos rendijas para hacer mapas de los momentos de velocidad, lo anterior lo hicimos usando programas de fortran. Los momentos de velocidad sirven para describir de modo compacto la forma y el movimiento de cantidades físicas. Los momentos que nosotros empleamos fueron: el momento cero, el primer momento y el segundo momento, todos estos momentos son momentos con respecto a la velocidad. El momento cero, M_0 , muestra las variaciones espaciales en el brillo superficial de línea:

$$M_0 = \int I(v)dv \quad (2.2)$$

entonces, M_0 es la intensidad de línea. El primer momento, M_1 es,

$$M_1 = \int vI(v)dv, \quad (2.3)$$

y el segundo momento, M_2 , sirvió para encontrar la dispersión de velocidad

$$M_2 = \int v^2I(v)dv \quad (2.4)$$

De aquí derivamos las cantidades deseadas, de las ecuaciones 2.2 y 2.3 obtuvimos la velocidad heliocéntrica media:

$$\overline{V_{\text{hel}}} = \frac{M_1}{M_0} \quad (2.5)$$

de las ecuaciones (2.2) y (2.4) calculamos la dispersión de velocidad rms (raíz cuadrática media):

$$\sigma^2 = \frac{M_2}{M_0} - \left(\frac{M_1}{M_0}\right)^2 \quad (2.6)$$

Calculamos el ancho completo a media altura, FWHM, (por sus siglas en inglés, Full Width at Half Maximum) de las líneas y la velocidad pico, v_{peak} . Hicimos esto porque la $\overline{V_{\text{hel}}}$ y la σ son sensibles a la emisión débil del gas a altas velocidades por lo que nos dan información de estas regiones, mientras que la v_{peak} y el FWHM son características de la componente más fuerte de emisión. Del cociente de intensidad de [S II] derivamos la densidad electrónica e hicimos mapas de isovelocidad de densidad. Las figuras 2.7, 2.8 y 2.9 muestran los mapas de momentos de velocidad de las líneas de [S II] $\lambda 6731$ (para la emisión de [S II] $\lambda 6716$ se obtuvieron mapas similares a los de [S II] $\lambda 6731$), [O I] $\lambda 6300$ y [S III] $\lambda 6312$ así como la densidad electrónica y los cocientes de líneas. Los mapas los integramos en un rango de velocidad de -40 km s^{-1} a $+60 \text{ km s}^{-1}$ para tener solo la emisión del gas nebuloso de baja velocidad sin la emisión de los objetos de alta velocidad. La orientación para cada mapa es norte hacia arriba y oeste a la derecha.

2.4. Densidad Electrónica

La densidad electrónica de una nebulosa se puede calcular a partir del cociente de intensidad de líneas del mismo ión excitadas colisionalmente. En el apéndice A sección A.7, se plantea la física para obtener la densidad electrónica a partir los cociente la líneas del [S II] y del [O II].

En nuestro caso, la conversión entre el cociente de $I(6716)/I(6731)$ y la densidad electrónica la hicimos usando la curva del cociente de intensidad de Cai y Pradhan (1993), ellos usaron un modelo del S II con 28 niveles y calcularon sus poblaciones relativas al estado base, calcularon además las intensidades colisionales para 378 transiciones ópticas y ultravioleta involucradas en los 28 niveles incluyendo los de la estructura fina. Este fue un trabajo bastante completo. Con las curvas de Cai y Pradhan (1993) (ver figura 2.10) y haciendo un simple ajuste obtuvimos una expresión analítica para la densidad electrónica, N_e , con un grado de precisión más pequeño que

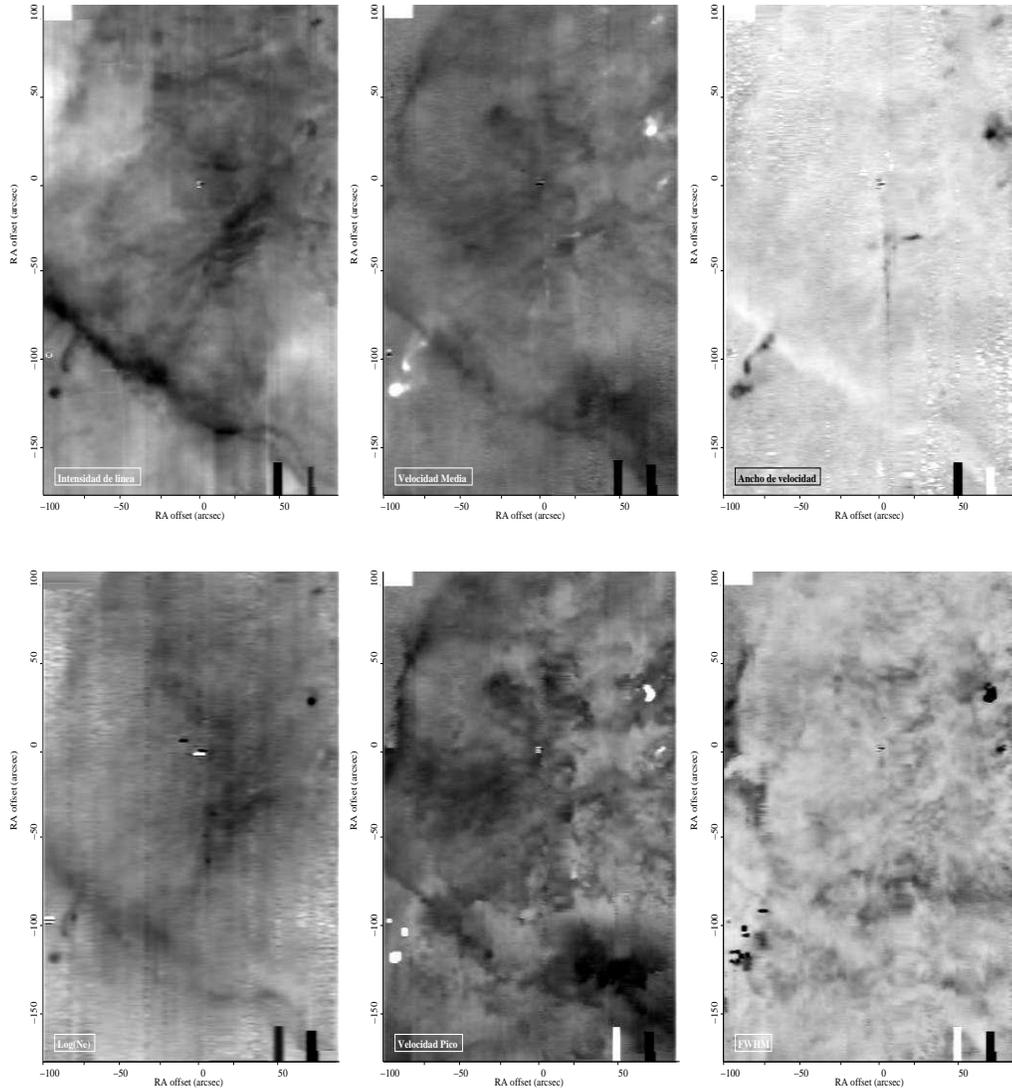


Figura 2.7: Mapas de momentos de velocidad de la línea de [S II] $\lambda 6731$ integradas en un rango de velocidad de -40 a $+60$ km s^{-1} . El primer panel es la Intensidad de la línea, el segundo es la velocidad heliocéntrica media, el tercero es la dispersión de velocidad, cuarto: la densidad electrónica en escala logarítmica, quinto: velocidad heliocéntrica pico y el sexto el es FWHM. La orientación de cada mapa norte-arriba y oeste-derecha

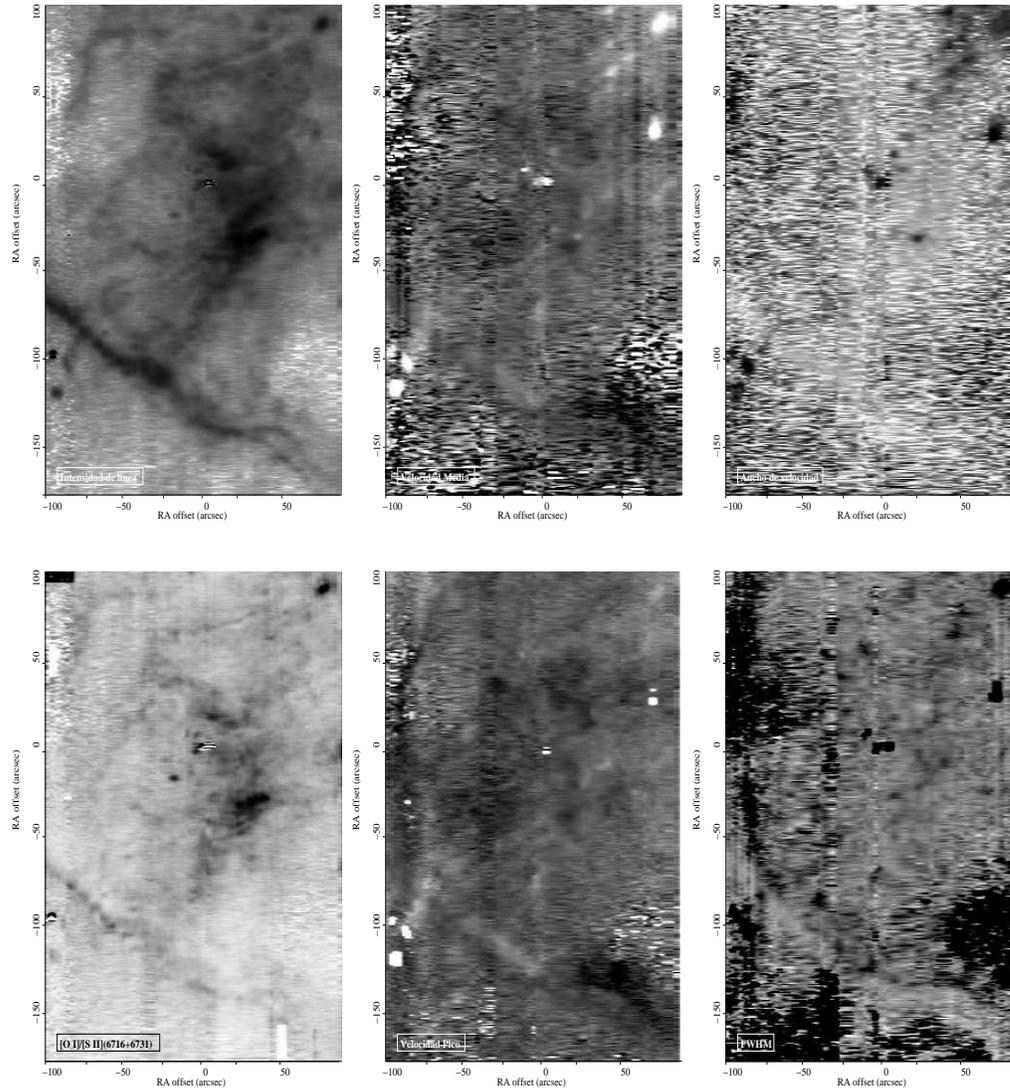


Figura 2.8: Mapas de momentos de velocidad de la línea de [O I] $\lambda 6300$, velocidad heliocéntrica media, dispersión de velocidad, velocidad pico y del FWHM, integradas en un rango de velocidad de -40 a $+60$ km s^{-1} . El cuarto panel es el cociente de línea de [O I]/[S II](6716+6731). La orientación de cada mapa norte-arriba y oeste-derecha

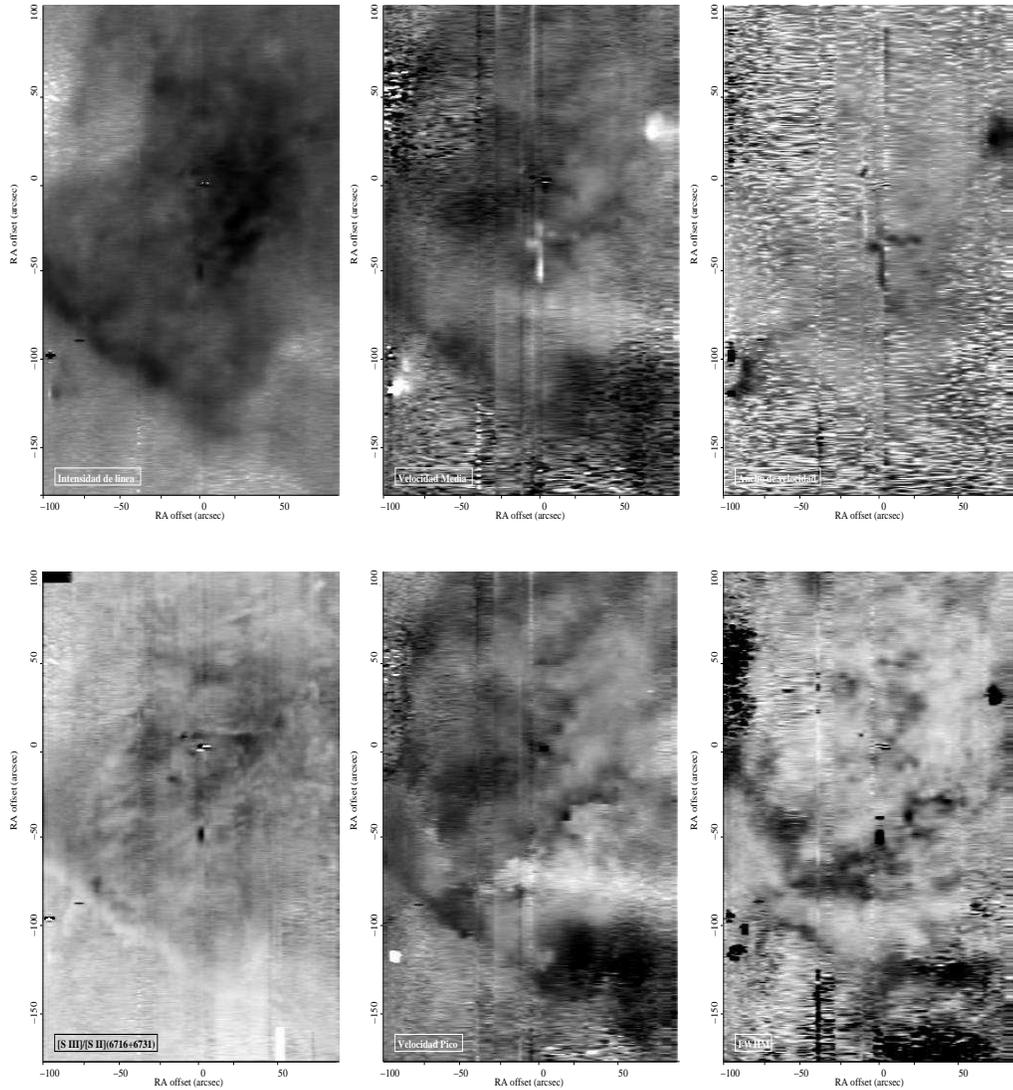


Figura 2.9: Mapas de momentos de velocidad de la línea de [S III] $\lambda 6312$ integradas en un rango de velocidad de -40 a $+60$ km s^{-1} . El primer panel es la intensidad de líneas, el segundo: la velocidad heliocéntrica media, el tercero: dispersión de velocidad, el cuarto: cociente de línea [SIII]/[S II](6716+6731), el quinto panel es la velocidad pico y el último panel es el FWHM. La orientación de cada mapa norte-arriba y oeste-derecha

1 % para una temperatura de 8900 K (Cai y Pradhan, 1993),

$$N_e = n_0 \frac{r - r_1}{r_2 - r} \quad (2.7)$$

donde $r = I(6716) / I(6731)$, $n_0 = 742.13$, $r_1 = 1.4347$, $r_2 = 0.4277$.

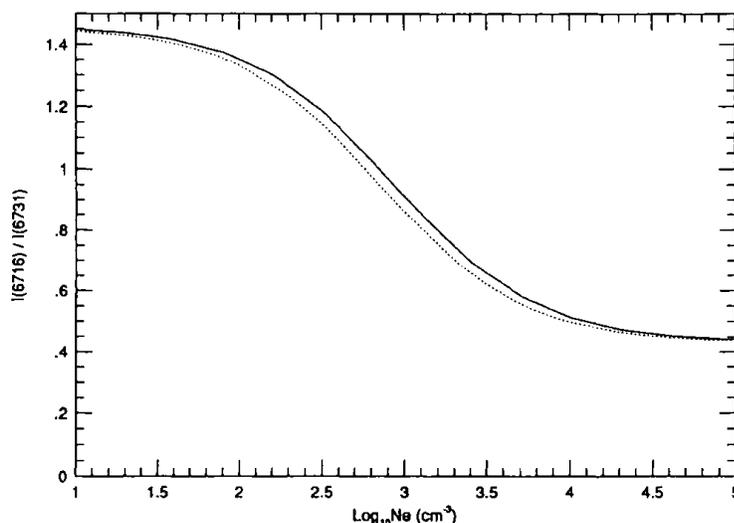


Figura 2.10: Densidad electrónica contra el cociente de intensidad de las líneas de [S II]. La línea punteada son los datos de Osterbrock (1989) usando coeficientes de tasas colisionales de Pradhan (1978) y las probabilidades de transiciones prohibidas de Mendoza y Zeippen (1982). La línea punteada son los cocientes de Cai y Pradhan (1993) que también usaron los datos de Mendoza y Zeippen (1982) y sus propios coeficientes colisionales.

La densidad calculada a partir de estas líneas es la densidad que pertenece a la zona parcialmente ionizada y no a la zona completamente ionizada puesto que el S^{++} es quien domina esta zona, mientras que parte del S^+ surge particularmente en la vecindad de los frentes de ionización. Para calcular la densidad de la zona completamente ionizada tendríamos que corregir la densidad obtenida con el doblete de [S II], pero si sólo se toman los perfiles de línea en un rango de velocidad cercano al pico de velocidad de las regiones completamente ionizadas (4 km s^{-1} a 24 km s^{-1}), no sería necesario tener que hacer correcciones a la densidad obtenida puesto que estaríamos tomando

la emisión de la parte de [S II] que viene del gas completamente ionizado (Henney, Arthur y García-Díaz, 2005). La contribución de la línea en ambas zonas es parecida.

Aplicamos la relación 2.7 a nuestros cocientes de intensidad del [S II] para hacer mapas de la densidad electrónica para difentes rangos de velocidad (las tablas 5.1 y 5.2 contienen las densidades tomadas de los espectros individuales de regiones interesantes en la nebulosa). Uno de ellos, integrado en un rango de velocidad de -40 km s^{-1} a $+60 \text{ km s}^{-1}$ se muestra en la figura 2.7, en esa figura vemos que la región de más alta densidad está localizada en el suroeste el Trapecio, para la cual no se puede calcular con exactitud el valor de la N_e ($> 10^4 \text{ cm}^{-3}$). Para analizar esta zona de alta densidad, hicimos un corte horizontal de Este a oeste, centrado en la estrella θ^1 Ori C para poder comparar este resultado con los datos de Pogge, Owen y Atwood (1992), quienes hicieron el mismo corte a partir de su mapa de densidad electrónica. Ellos hicieron observaciones espectrofotométricas de baja resolución de varias líneas de emisión incluyendo las líneas de [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$ del núcleo de la nebulosa de Orión. Con estas observaciones derivaron mapas de densidad electrónica. Su mapa muestra que esa misma región de alta densidad coincide con los picos observados en la medida de emisión del continuo de radio a 20 cm (Yusef-Zadeh 1990) y con la emisión de estructura fina del [C II] $\lambda 158 \mu\text{m}$ (Stacey et al. 1993).

Tomamos los datos de Pogge, Owen y Atwood (1992), los de Baldwin et al. (1991) y los nuestros para hacer una comparación, tal como se muestra en la figura 2.11, la línea punteada son los datos de Baldwin (hay que recordar que usamos sus datos en la calibración de los nuestros por lo que esperamos que las dos curvas de datos coincidan) y la línea sólida gruesa son nuestros datos, los cuales se ajustan bastante bien a los de Pogge, Owen y Atwood (1992) hacia el oeste en donde encontramos un gradiente de densidad. Esta región, de hecho, es brillante como lo podemos apreciar en el mapa de intensidad de la figura 2.7, Pogge, Owen y Atwood (1992) establecen que esta región densa y brillante se encuentra atrás del blister (ampolla) donde los frentes de ionización y fotodisociación se están comiendo a la nube molecular de Orión. Hacia el Este también se ve un gradiente de densidad pero es muy pequeño. En general los tres cortes presentan una buena concordancia entre

ellos ($< 10\%$) para $N_e < 4000 \text{ cm}^{-3}$. Para densidades mayores hay mayor sensibilidad a los errores en los cocientes, lo cual tal vez explica la mayor discrepancia entre los diferentes estudios. En esta zona que es la más densa en nuestro mapeo de Orión, concordamos bien con los datos de Pogge, Owen y Atwood (1992) pero los de Baldwin et al. (1991) quedan abajo por $\approx 20\%$.

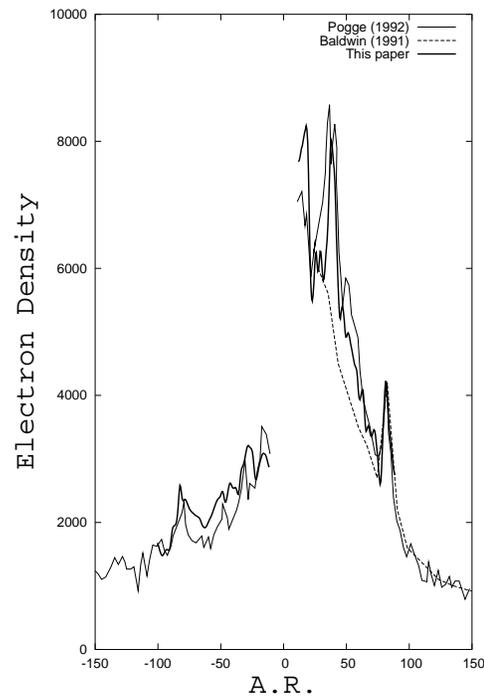


Figura 2.11: Corte horizontal centrado en θ^1 Ori C del mapa de densidad electrónica

3

Análisis de las Observaciones

3.1. Origen de las líneas de emisión

Antes de hacer el análisis de las observaciones veamos cual es el origen de cada línea de emisión que observamos.

Tenemos que el [S II] viene principalmente de regiones parcialmente ionizadas ya que su potencial de ionización, PI, es bajo, 10.36 eV, además necesita electrones para excitar la línea, por lo que su emisión viene de la región del hidrógeno ionizado, H⁺.

El PI del oxígeno, O, es igual que el del H, 13.6 eV, entonces los dos elementos compiten por los mismos fotones ionizantes y la fotoionización del oxígeno queda subordinada por el estado de ionización del hidrógeno, debido al intercambio de carga;



la reacción (3.1) convierte un átomo de O neutro, O⁰, a un ión de O⁺ este proceso es el que domina el balance de ionización de O⁰ y O⁺ debido a la alta abundancia de H. Ahora bien, para que se de la emisión excitada colisionalmente del [O I] a $\lambda = 6300 \text{ \AA}$, se necesita tener O⁰ y electrones, estos últimos vendrán exclusivamente de la fotoionización del hidrógeno.

Con lo que respecta al [S III] decimos que tiene su origen en la zona de transición de los iones de O⁺ y O⁺⁺ porque su PI que es de 23.3 eV es más grande que el de O, mientras que los PI's de S⁺⁺ (34.8 eV) y O⁺ (35.1 eV) son

esencialmente los mismos (Wen y O'Dell, 1992). Para ver mejor la distribución relativa de las líneas, hemos puesto en la figura 3.1 la emisividad como una función de la profundidad, modeladas por el código Cloudy (ver sección 5). El modelo simula una región H II, con simetría plano paralela, para un gas con una densidad constante de 3000 cm^{-3} y un flujo de fotones ionizantes de $10^{13} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Hicimos una normalización arbitraria para la emisividad de cada línea, en esta gráfica vemos que el [O I] viene de una zona muy angosta, en cambio [S III] viene de una región más ancha, por esta razón los mapas de [S III] se ven más suavizados y no se ve tanta estructura filamentaria como en los demás mapas de las otras líneas de emisión.

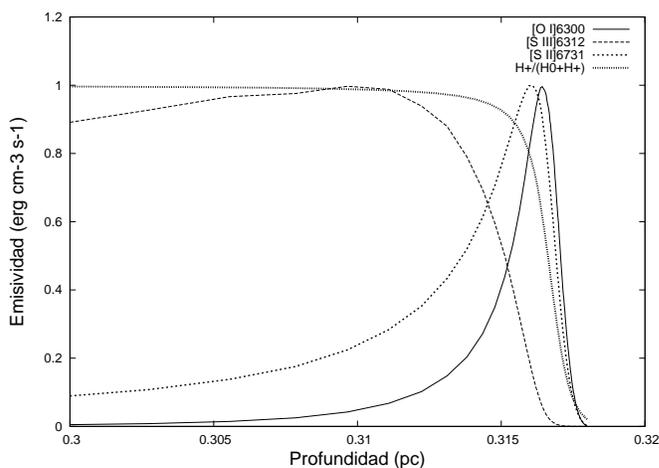


Figura 3.1: Estructura de las diferentes líneas de emisión como una función de la profundidad en la nube obtenidas de Cloudy

3.2. Descripción de los resultados

La figura 2.5 muestra un ejemplo de espectros bidimensionales ya calibrados de las cuatro líneas de emisión [O I] $\lambda 6300$, [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$ y [S III] $\lambda 6312$. Para los mapas de [S II] en particular, notamos que existen dos componentes principales: la componente principal de emisión con una $V_{\text{hel}} \simeq 20 \text{ km s}^{-1}$, que surge del gas cerca del FPI y una segunda componente

con una $V_{\text{hel}} \simeq 0 \text{ km s}^{-1}$ cuyo origen es incierto. Esta componente predomina más en la región sur de la rendija mientras que para el norte a velocidades menores que $+5 \text{ km s}^{-1}$ aparece otra componente. Estas dos componentes se aprecian mejor en el panel de [S II] $\lambda 6716$ y se ven separadas de la componente de $+20 \text{ km s}^{-1}$. La componente corrida al azul se ve claramente en los perfiles de línea que es una entidad separada de la componente de 20 km s^{-1} . De la última gráfica de la figura 2.5 (gráfica de densidad electrónica) encontramos que presenta una baja densidad de $N_e \approx 600 \text{ cm}^{-3}$ en comparación con la línea principal de emisión ($N_e \approx 2,900 \text{ cm}^{-3}$). A $V_{\text{hel}} > 35 \text{ km s}^{-1}$, los cuatro espectros muestran una componente corrida al rojo, ésta se debe a la dispersión de la luz por polvo (O'Dell, Walter y Dufour, 1992).

En la figura 2.7, el primer panel es la intensidad de la línea de [S II] $\lambda 6731$ codificado en una escala logarítmica base 10, el color oscuro indica alta intensidad, los rangos de grises presentan un intervalo de 1.6 en cuentas. Los círculos blancos son las estrellas θ^1 Ori C (en el centro del mapa) y θ^2 Ori A en el sureste de la nebulosa. El segundo panel de la derecha es la velocidad media, en una escala lineal de grises, los objetos de mayor velocidad como se puede apreciar, son los objetos Herbig-Haro, HH 203 en una posición de $(-87, -103)$ a $V_{\text{hel}} = -19.73 \text{ km s}^{-1}$, HH 204 en $(-102, -118)$ con una $V_{\text{hel}} = -47.98 \text{ km s}^{-1}$ junto con su choque de proa, estos objetos se encuentran cerca de la estrella θ^2 Ori A (ver figura 4.1 para la ubicación de los HH). HH 202 aparece en el noroeste del Trapecio $(+100, +31)$. Se puede apreciar también una parte de baja velocidad (con respecto a la nube molecular) al final de la barra brillante centrada en un offset de A.R. de $50''$ y en un offset de declinación de $-130''$, $(+50, -130)^1$, presentando una $V_{\text{hel}} \approx +29 \text{ km s}^{-1}$.

Del mapa de dispersión de velocidad de la figura 2.7, notamos que el objeto con menor dispersión es la Barra Brillante (con una dispersión de 12 km s^{-1}), mientras que las dispersiones más grandes las presentan principalmente los objetos Herbig-Haro ($\approx 20 \text{ km s}^{-1}$) y el Jet Este-Oeste (O'Dell et al. 1997, quienes le dieron el término de Jet porque es un objeto elongado y traza una estructura lineal de este a oeste) centrado en $(+25, -30)$

¹De aquí en adelante cuando demos la posición de un objeto será dada como (x, y) , donde x representará un offset de A.R. con respecto a θ^1 Ori C, la y indicará un offset en declinación con respecto a θ^1 Ori C.

(hacia el sur de θ^1 Ori C). En el mapa de velocidad pico vemos que las velocidades más corridas al rojo las presenta la región que está al final de la Barra Brillante. El último panel es el ancho a altura media de la línea, de este mapa vemos que los anchos más grandes corresponden a $+30 \text{ km s}^{-1}$ en el sureste del Trapecio, en el noroeste de la Barra Brillante y al final de ésta. Anchos intermedios los encontramos en el sureste de la Barra Brillante. Los anchos más pequeños los presenta toda la Barra Brillante.

Siguiendo con la misma figura 2.7, la densidad electrónica se presenta en escala logarítmica ($\log_{10}(N_e/\text{cm}^{-3})$), en un rango de 400 cm^{-3} a 6300 cm^{-3} . Los rectángulos en blanco son las estrellas θ^1 Ori C (en el centro del mapa) y θ^2 Ori A (en el sureste). La Barra Brillante tiene densidades intermedias en el sureste a $(-75, -72)$ y las densidades más altas las vemos hacia el oeste del Trapecio centradas en $(+28, -30)$ (ver sección 2.4). Los nudos aislados con densidades altas son los objetos Herbig-Haro.

En la figura 2.8 pusimos los mapas de momentos de [O I] y el cociente de línea [O I]/[S II](6716+6731). El primer panel es la intensidad de línea donde se aprecian filamentos oscuros y el desdoblamiento de la Barra Brillante en dos filamentos brillantes (el punto en el que empiezan a surgir los dos filamentos de la Barra Brillante es en $(+20, -187)$ en el suroeste. En el mapa de velocidad media lo que más se aprecia son los objetos HH que son los de más alta velocidad (puntos blancos) mientras los más corridos al rojo se encuentran en la región suroeste de la Barra Brillante en una posición de $(+50, -130)$ y es la región que también muestra los anchos más grandes (ver en figura 2.7 el mapa de la N_e). En el mapa del cociente de intensidad de línea apreciamos que el mayor grado de ionización está en la zona oeste del Trapecio que coincide con la zona que presenta la densidad electrónica más grande, algunos de los filamentos oscuros que se ven en los mapas individuales también se aprecian en este cociente, principalmente el filamento (Filamento Norte A) que está próximo a HH 201 en el noroeste de la nebulosa (ver como referencia la figura 4.1).

En los mapas de [S III] (figura 2.9) no vemos estructura filamentaria como en los de [S II] y [O I]. Pero, igual que en [O I] vemos que las velocidades más corridas al rojo están en la región suroeste al final de la Barra Brillante y en el Este del Trapecio (mapa de velocidad media). Una región corrida al azul

en forma de arco de Este a oeste se encuentra entre el Trapecio y la Barra Brillante, los anchos más grandes los encontramos en la parte Este de ese arco corrido al azul. En el mapa del cociente de línea [S III]/[S II](6716+6731) vemos que el grado de ionización más grande está alrededor del Trapecio. Hacia el oeste del Trapecio no existe la región con el mayor cociente que presenta el mapa del cociente de [O I], es decir, no vemos un gradiente de cociente de línea para este mapa.

3.3. Imágenes de Isovelocidad

Las figuras 3.2 y 3.3 muestran las características principales de la nebulosa de Orión en diferentes líneas de emisión de [O I] $\lambda 6300$, [S II] $\lambda 6731$ y [S III] $\lambda 6312$. Cada imagen está compuesta de la emisión de tres bandas adyacentes de velocidad y cada banda tiene un ancho de 4 km s^{-1} , por ejemplo, el primer mapa de la figura 3.2 es el resultado de combinar 3 mapas; un mapa integrado en un rango de velocidad de -20 km s^{-1} a -16 km s^{-1} , el segundo integrado en un intervalo de velocidad de -16 km s^{-1} a -12 km s^{-1} , y el último de -12 km s^{-1} a -8 km s^{-1} , juntando los tres mapas dan un mapa en un rango de velocidad de -20 km s^{-1} a -8 km s^{-1} donde cada color indica un rango de velocidad. Los mapas de [S II] $\lambda 6716$ no los pusimos ya que no difieren mucho de aquellos de [S II] $\lambda 6731$. Las coordenadas de los mapas son con respecto a $\theta^1 \text{ Ori C}$.

Esta combinación de mapas es muy rica ya que podemos observar características tanto de alta ionización como de baja ionización gracias a que tomamos líneas de emisión que se originan en diferentes partes de la nebulosa (sección 3.1). Tenemos por ejemplo, que el frente de ionización da origen a las líneas de [S II] y [O I], mientras que [S III] viene de regiones que están más cerca de la estrella ionizante.

Empezemos con el análisis de los mapas de las figuras 3.2 y 3.3, para velocidades hacia el azul (mapa centrado a una $V_{\text{hel}} = +10 \text{ km s}^{-1}$), empieza a aparecer la Barra Brillante en el Este y está presente tanto en [S II] como en [O I] pero se encuentra ausente en [S III] como es de esperarse.

En los mapas con $V_{\text{hel}} = -14 \text{ km s}^{-1}$ de la figura 3.2 aparecen los objetos de alta velocidad, HH 201 en $(+100,+78)$ no aparece en [S III]. El HH 202

(localizado al oeste del Trapecio) es más prominente en la línea de emisión de alta ionización. Doi, O'Dell y Hartigan (2002) midieron su movimiento propio indicando que se está moviendo hacia el noroeste. En [S II] se ven claramente HH 203 y HH 204 incluso el choque de proa de HH 204, localizados cerca de la estrella θ^2 Ori A y se están moviendo hacia el sureste (Doi, O'Dell y Hartigan, 2002). Otro objeto Herbig-Haro localizado en el sur del Trapecio es HH 528 cuyas posición es $(-28, -105)$, se aprecia mejor a las mismas velocidades en que empieza a surgir la Barra Brillante en el Este. Este HH tiene muy poca emisión en [S III].

Se detectó una componente corrida al azul de baja densidad, localizada en el sureste de la nebulosa, en la vecindad de θ^2 Ori A (mapa de [S II] a una V_{hel} centrada a -2 km s^{-1}). Es más prominente en [S II], en los mapas de [O I] y [S III] está ausente.

En el mapa de [S III] ($V_{\text{hel}} = -2 \text{ km s}^{-1}$) se aprecia una estructura a gran escala que surge cerca de la Bahía Oscura paralela al frente de ionización, a una posición de $(-45, -60)$ cambia su forma vertical para correr de manera horizontal hacia el oeste de la nebulosa abarcando un offset de AR de $-100''$. Esta estructura ya había sido identificada en un estudio de baja resolución espectral de O'Dell et al. (1997) y la llamaron *Big Arc* (Arco Grande). El Arco Grande también está presente en el mapa de [S II] ($V_{\text{hel}} = -2 \text{ km s}^{-1}$) pero está ausente para la línea de [O I], por lo que podemos decir que es una región de alta ionización.

Para velocidades cercanas al pico de intensidad de las líneas de emisión vemos estructura filamentaria y en el lado rojo de las líneas uno ve emisión corrida al rojo. Se sabe que el continuo estelar del Trapecio es dispersado por polvo y se espera que este mismo proceso se aplique a la emisión nebulosa puesto que los estudios de espectros de líneas de emisión de alta resolución de [O II] (Jones 1992), [O III] (Castañeda 1988) y [S III] (Wen y O'Dell 1993) han mostrado que hay una componente extra en los perfiles de emisión que está corrida al rojo y es significativamente más ancha que la componente de emisión principal, tanto la velocidad a la que se encuentra esta componente de emisión como su ancho indican que es el resultado de la emisión dispersada por polvo que se encuentra cerca del PFI y de la PDR.

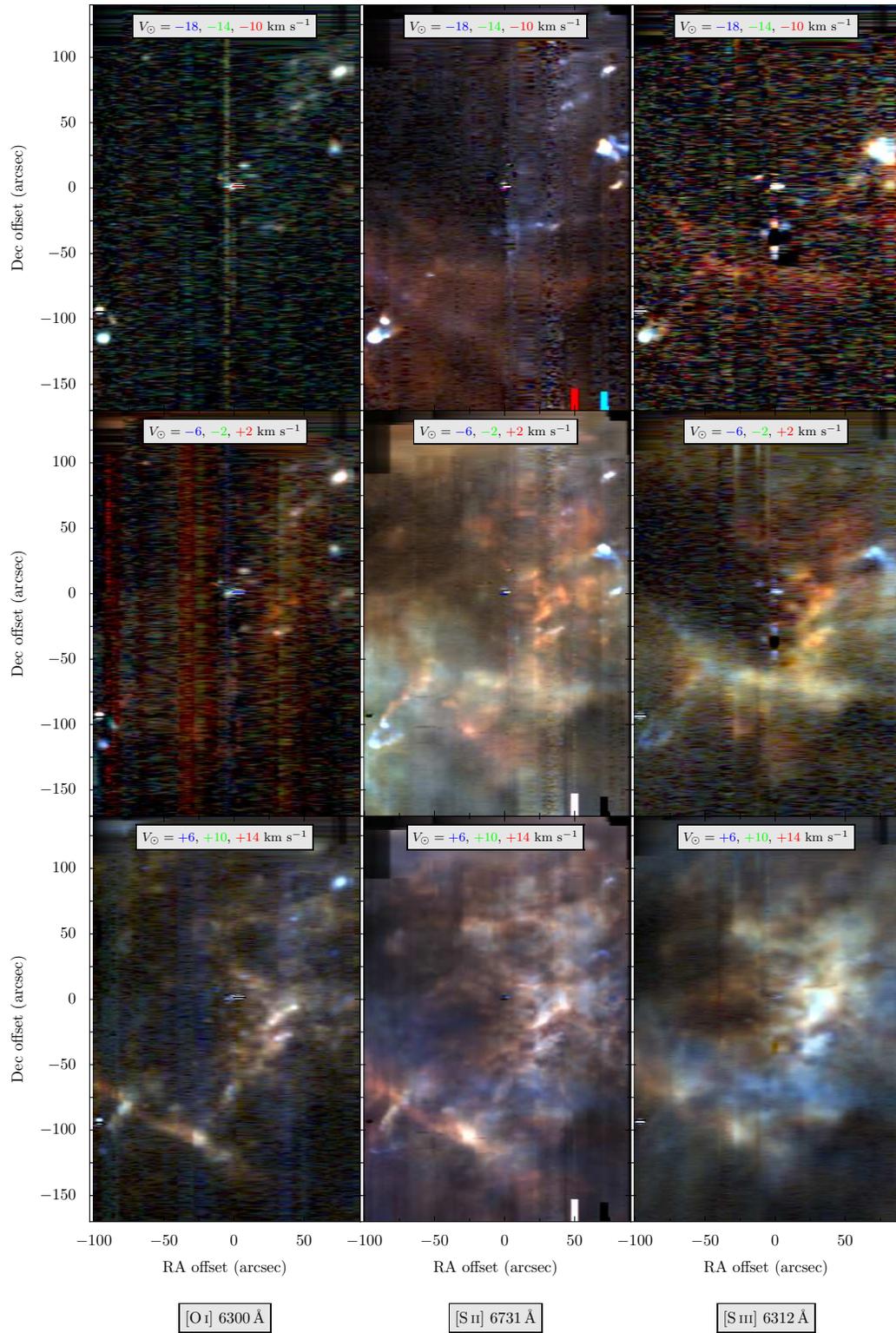


Figura 3.2: Mapas de isovelicidad para el rango de velocidad entre -20 km s^{-1} + 16 km s^{-1} . El sistema de coordenadas es con respecto a θ^1 Ori C

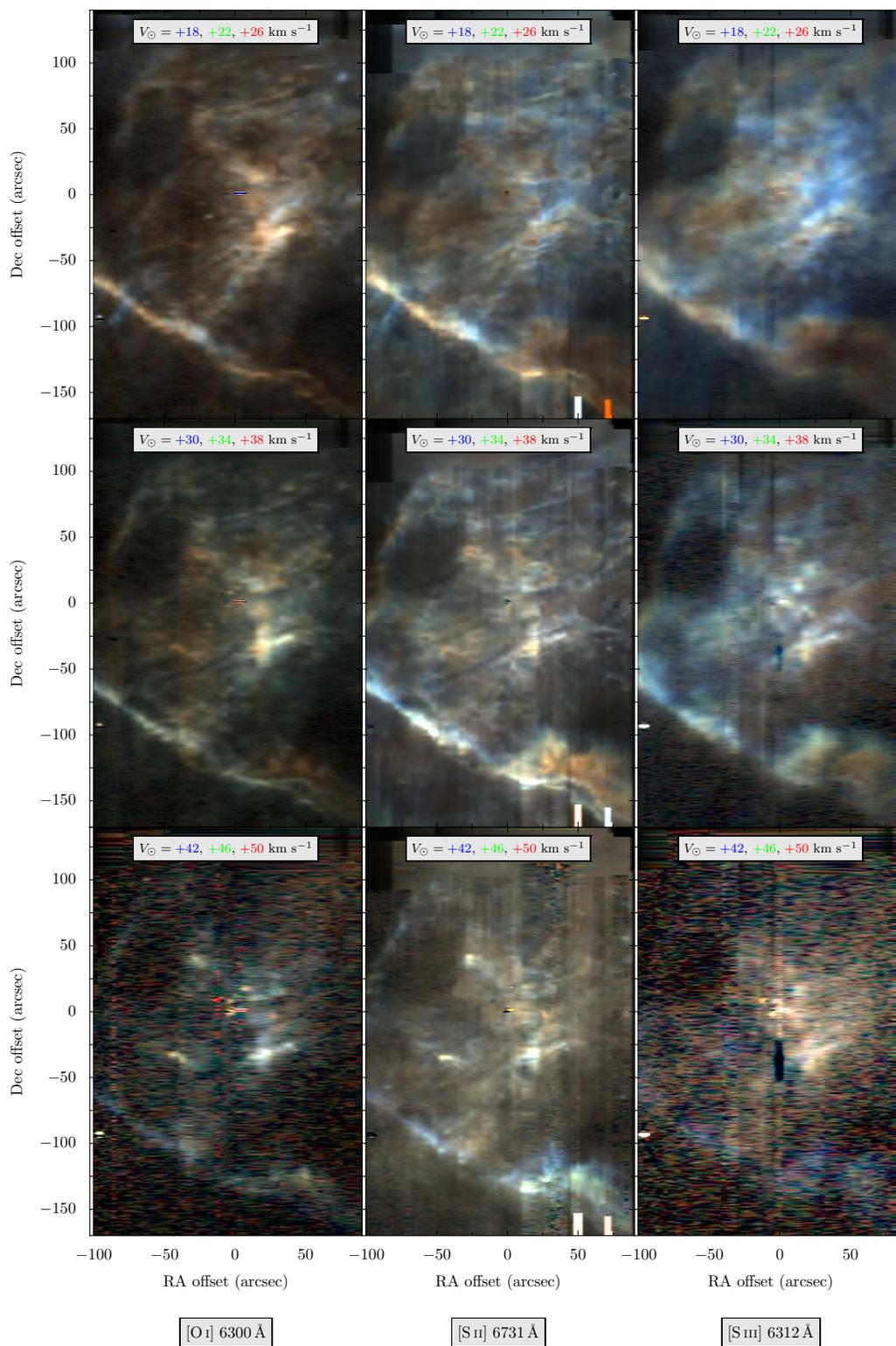


Figura 3.3: Mapas de isovelicidad para el rango de velocidad entre $+16 \text{ km s}^{-1}$ a $+52 \text{ km s}^{-1}$, las coordenadas son con respecto a θ^1 Ori C

3.4. Cocientes de Líneas

Encontramos la densidad electrónica del gas a partir del cociente de los mapas de intensidades del [S II] $\lambda\lambda 6716,6731$ (secciones 2.4 y A.7). Las figuras 3.4 y 3.5 muestran los mapas de la N_e así como mapas de cocientes de línea; [O I]/([S II] $\lambda\lambda 6716+31$) y [S III]/([S II] $\lambda 6716+31$). Con estos cocientes hicimos un diagnóstico del grado de ionización puesto que el cociente de [S III]/[S II] traza la estructura de ionización de la zona completamente ionizada y el cociente de [O I]/[S II] nos da información de la zona parcialmente ionizada.

3.4.1. [O I]/[S II]

Los mapas del cociente de [O I]/[S II] de la figura 3.4 se presentan en una escala lineal de grises. Para $V_{\text{hel}} = -2 \text{ km s}^{-1}$ el cociente de línea más grande se encuentran en los HH. HH 204 presenta un arco de [O I] en el borde del choque de proa. El Arco Grande está ausente en este cociente. En lo que respecta a la figura 3.5 se aprecian estructuras filamentosarias. En el mapa de $V_{\text{hel}} = +34 \text{ km s}^{-1}$ se ve un arco de gran tamaño, que surge en el sur de θ^1 Ori C a $(0, -45)$, pasa por $(+48, 0)$, llega al norte de la misma estrella $(+5, -45)$ y luego decae hacia el sureste $(-12, +20)$, este arco también lo vemos en el mapa integrado del mismo cociente (figura 2.8 mapa de [O I]/[S II]), también vemos que el cociente es grande en el suroeste del Trapecio especialmente en la posición de $(+28, -27)$ y es la región donde la densidad electrónica es más grande pero tienen diferente velocidad ($V_{\text{hel}} = +10 \text{ km s}^{-1}$ para el mapa de densidad).

Detectamos algunos proplyds en los mapas de $V_{\text{hel}} = +10 \text{ km s}^{-1}$ que se indican en la figuras 4.8 (ver sección 4.1.7).

3.4.2. [S III]/[S II]

En la figura 3.4 vemos que a velocidades más corridas al azul, el cociente [S III]/[S II] $(\lambda 6716+31)$ es mayor en el lado suroeste sin encontrar emisión de [S III] en el lado Este y el Arco Grande esta mejor definido en el mapa de $V_{\text{hel}} = -2 \text{ km s}^{-1}$. A la $V_{\text{hel}} = +10 \text{ km s}^{-1}$ aumenta el cociente hacia el lado

sureste y algunos filamentos están presentes, uno de estos filamentos es el que está cerca del HH 201, se ve más en [S II]. El cociente más bajo lo posee el Jet de HH 203. Para velocidades de $V_{\text{hel}} = +22 \text{ km s}^{-1}$ el cociente aumenta en el Este de ≈ 0.64 comparado con el lado oeste que presenta un cociente de ≈ 0.34 , (este gradiente no se observa en el mapa integrado de la figura 2.9 en el panel que corresponde al cociente de [S III]/[S II]). Vemos también la Barra Brillante que domina en [S II]. Para $V_{\text{hel}} = +34 \text{ km s}^{-1}$ de la figura 3.5 se ve que el cociente ahora es un poco mayor en el Este del Trapecio que en el oeste, este comportamiento no se ve en el mapa de [O I]/[S II], en el cual el cociente más grande se localiza en el oeste del Trapecio.

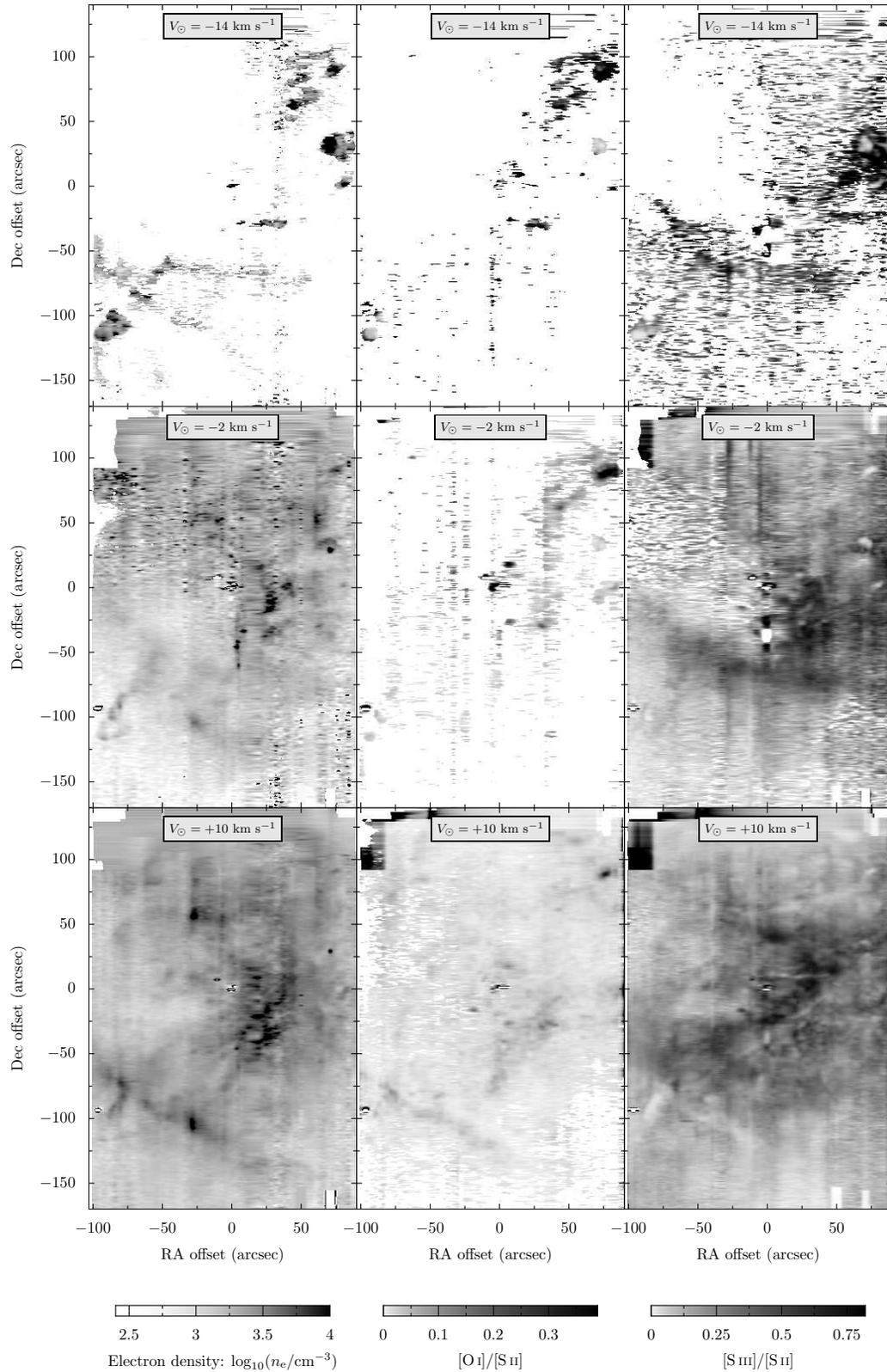


Figura 3.4: Mapas de la N_e y cocientes de intensidad para el rango de velocidad entre -20 km s^{-1} a $+16 \text{ km s}^{-1}$. El sistema de coordenadas es con respecto a $\theta^1 \text{ Ori C}$

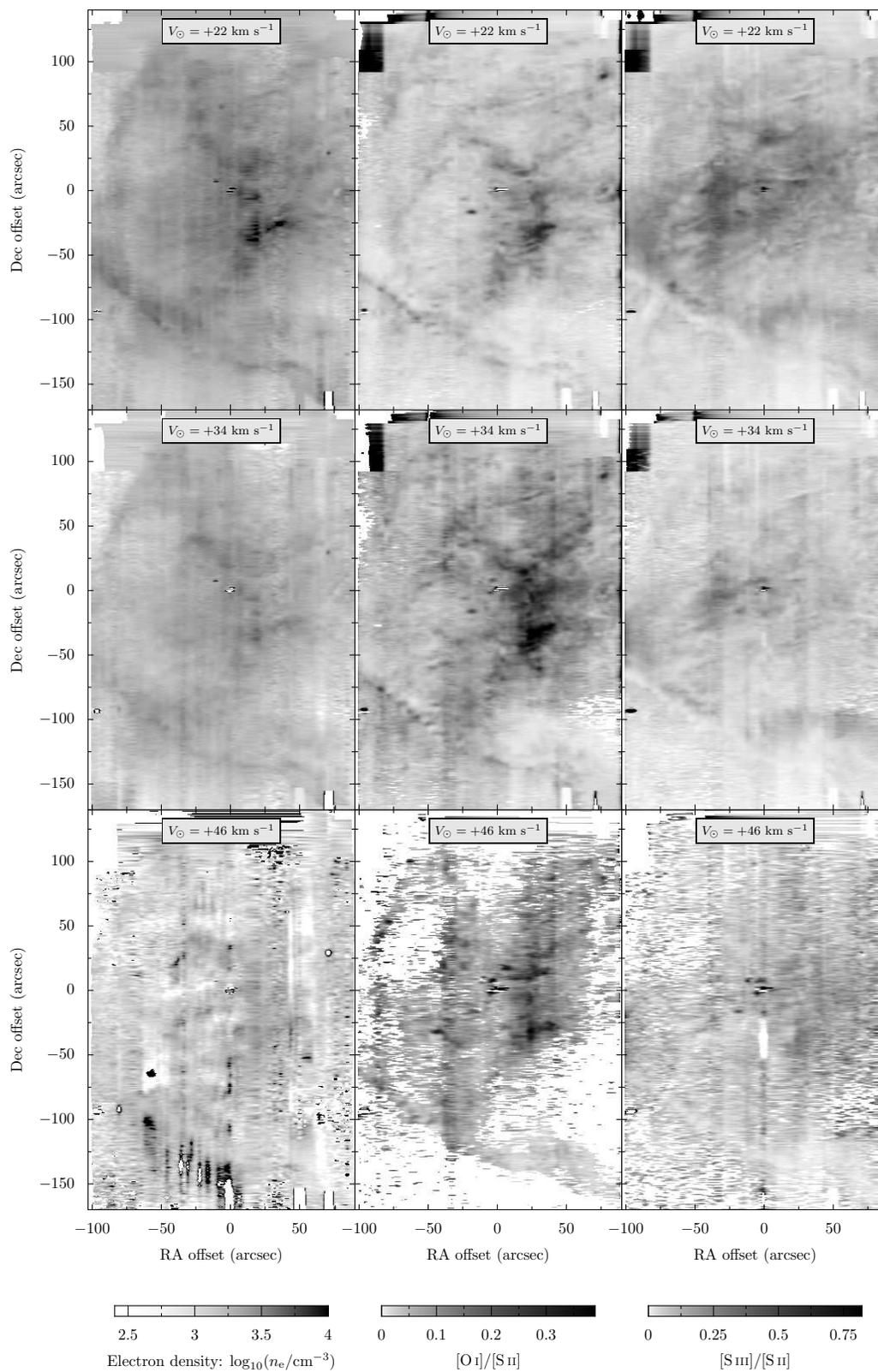


Figura 3.5: Mapas de la N_e y cocientes de intensidad para el rango de velocidad entre $+16 \text{ km s}^{-1}$ a $+52 \text{ km s}^{-1}$. Sistema de coordenadas con respecto a $\theta^1 \text{ Ori C}$

4

Resultados

4.1. Descripción Global de líneas de Emisión

En esta sección discutiremos las características previamente identificadas así como otras recién descubiertas en los mapas de las diferentes líneas de emisión, siguiendo como guía la figura 4.1 cuyas coordenadas son con respecto a θ^1 Ori C. Para las orientaciones nombraremos el Este con la letra E, al oeste con la W, al norte con N y al sur con la letra S.

Un estudio similiar al nuestro fue el que hicieron Doi, O'Dell y Hartigan (2004, nos referiremos a este artículo como DOH04), dicho estudio cubre la región interna de la nebulosa de Orión, ellos hicieron espectroscopía de alta resolución en las líneas de emisión de [N II], $H\alpha$ y [O III], se concentraron en la emisión de alta velocidad de jets y objetos HH. Nosotros usaremos algunos de sus resultados para discutirlos con los nuestros.

4.1.1. Barras Brillantes

La Barra Brillante es la barra más grande de todas las barras que discutiremos en esta sección. Está localizada en el SE del Trapecio. Para los mapas de [O I] y [S II], a una velocidad heliocéntrica de $+10 \text{ km s}^{-1}$ (figura 3.2) empieza a aparecer la Barra Brillante en el E, en el SE del Trapecio del mismo mapa el HH 528 está presente, igual que el jet de HH 203 y el choque de proa de HH 204. En [S III] hay indicios de la Barra. La densidad en este lado

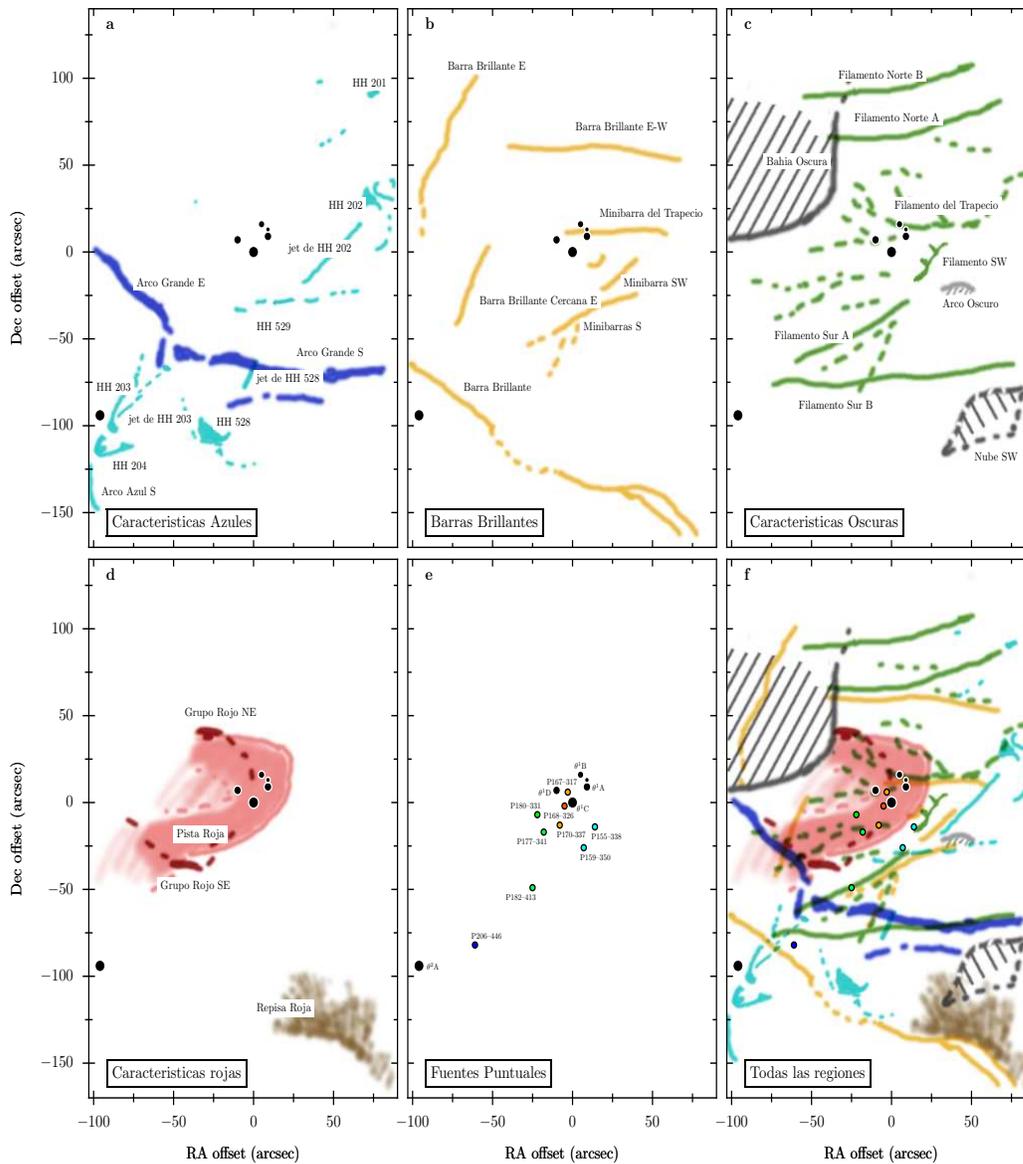


Figura 4.1: Esquematización de la nebulosa de Orión. En el primer panel se muestra la emisión de estructuras de alta velocidad como son los HH, jets y el arco grande. El segundo panel contiene a las barras brillantes. El siguiente panel son los filamentos de baja ionización. Cuarto panel muestra las regiones corridas al rojo incluyendo la repisa roja. El quinto panel son los proplyds que se observan con más detalle en los mapas de cocientes de línea. En el último panel superpusimos todas las regiones anteriores

azul es de 4800 cm^{-3} . En los mapas con velocidades de $V_{\text{hel}} = +22 \text{ km s}^{-1}$ (figura 3.3) vemos toda la Barra Brillante, la porción E es más brillante que la del W por un factor de 3 para [S II], de 2 para [O I] igual para [S III] (para [S III] se espera que el mapa sea difuso). En general es aproximadamente 5 veces más brillante que sus alrededores para [S II] y [O I], mientras que para [S III] es solo 2 veces. En el inicio de la barra hacia el E, presenta una forma lineal esta morfología se mantiene hasta un offset de A.R. de $-45''$. Más hacia el W, la Barra parece curvarse dentro de un rango de offset de A.R. de -50 a $-30''$, que coincide con la región donde aparece el HH 528. Otra característica que vemos en la barra, principalmente en [S II], es que a $(+10, -135)$ y $(+25, -135)$ la Barra se aplanada y es la región más brillante de toda la Barra, presenta una densidad de 3500 cm^{-3} . En [O I] también se aprecia esta linealidad pero sin aumento en el brillo. A partir de $+25''$ en A.R., la Barra se desdobra en dos filamentos en la dirección SW de $\theta^1 \text{ Ori C}$. El filamento N es más brillante que el del S, es mejor definido y más denso, $N_e = 3000 \text{ cm}^{-3}$, mientras que el filamento S presenta una baja densidad, $N_e = 1200 \text{ cm}^{-3}$. Los dos filamentos y la región aplanada también se ven en la imagen del *HST* (figura 4.6). Para velocidades mayores de $+34 \text{ km s}^{-1}$ la Barra Brillante es más difusa.

Existen otras barras muy similares a la Barra Brillante las cuales fueron identificadas por O'Dell y Yusef-Zadeh (2000, de aquí en adelante le llamaremos OY00), las barras se muestran en la figura 4.2 que es un mapa codificado en color de [N II], $\text{H}\alpha$ y [O II] corregido por extinción (OY00). En nuestros mapas de isovelicidad (principalmente en las líneas de [O I] y [S II]) y de los mapas de cocientes de línea para un rango de velocidad de $+22 \text{ km s}^{-1}$ se ven más barras brillantes, como la barra brillante E y la barra brillante E-W, también vemos las 3 barras identificadas por OY00 (las hemos identificado en la figura 4.1, panel titulado: Barras Brillantes).

La barra brillante E que empieza en $(-82, +27)$ y termina en $(-60, +100)$, se encuentra en la región de la Bahía Oscura, presenta una densidad electrónica de $N_e \approx 2000 \text{ cm}^{-3}$. La barra brillante E-W se encuentra a un $1'$ del N del Trapecio, empezando en $(-28, +55)$ y terminando en $(+90, +52)$, presenta una $N_e \approx 2500 \text{ cm}^{-3}$. Las características identificadas por OY00 como posibles barras mostradas en su figura 4.2 con líneas punteadas que

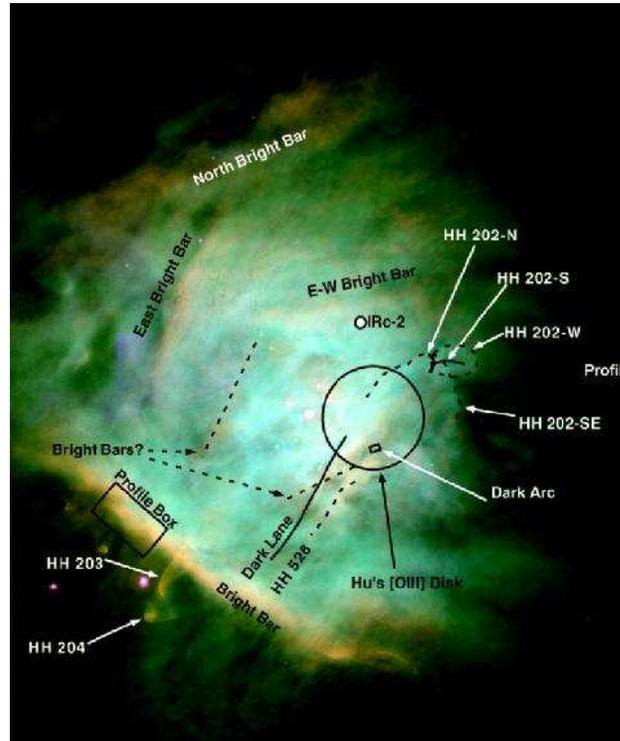


Figura 4.2: Mapa de la nebulosa de Orión corregido por extinción, compuesto de [N II] (rojo), $H\alpha$ (verde), [O II] (azul), OY00

apuntan hacia HH 528, aparecen en los cocientes de línea principalmente en el mapa de [O I]/[S II] y en los mapas de [S II] y [O I] a $V_{\text{hel}} = +22 \text{ km s}^{-1}$, las encontramos a $(+27, -40)$ y $(+7, -28)$, y para la que esta en el oeste, $(-8, -75)$ y $(0, -50)$ esta última parece no ser solo una barra sino dos barras o por lo menos dos porciones de una barra, la más chica estando a una posición de $(0, -50)$ a $(+3, -45)$, por sus cortos tamaños las hemos nombrado minibarras Sur. La barra que esta a $50''$ al E del Trapecio a $(-70, -30)$ y $(-50, 0)$, la hemos identificado como barra brillante cercana E, es una barra de baja densidad, $N_e \approx 1900 \text{ cm}^{-3}$. Cerca del Trapecio identificamos una serie de barras que por sus cortos tamaños las nombramos minibarras. Entre ellas tenemos a la barra que llamamos “Minibarra SW” cuyas posiciones son $(+20, -27)$ y $(+47, 0)$, está definida en las líneas de [O I] y [S II], mientras en

los cocientes de línea es difícil de apreciarla. La minibarra más pequeña le llamamos “Minibarra Cercana Oeste” y la de mayor tamaño la nombramos “Minibarra del Trapecio” (ver sección 4.2.2)

En los mapas de [N II] y [O III] de DOH04 (figura 4.3), cada uno compuesto de tres colores, cada color representa una banda de velocidad: rojo (+24 a +64 km s^{-1}), verde (-20 a +20 km s^{-1}) y azul (-64 a -24 km s^{-1}), vemos que la emisión dominante de las barras está en [N II]. Podemos decir que en general las barras aquí mencionadas son de baja ionización y dominan en los mapas de [S II], [O I] y [N II].

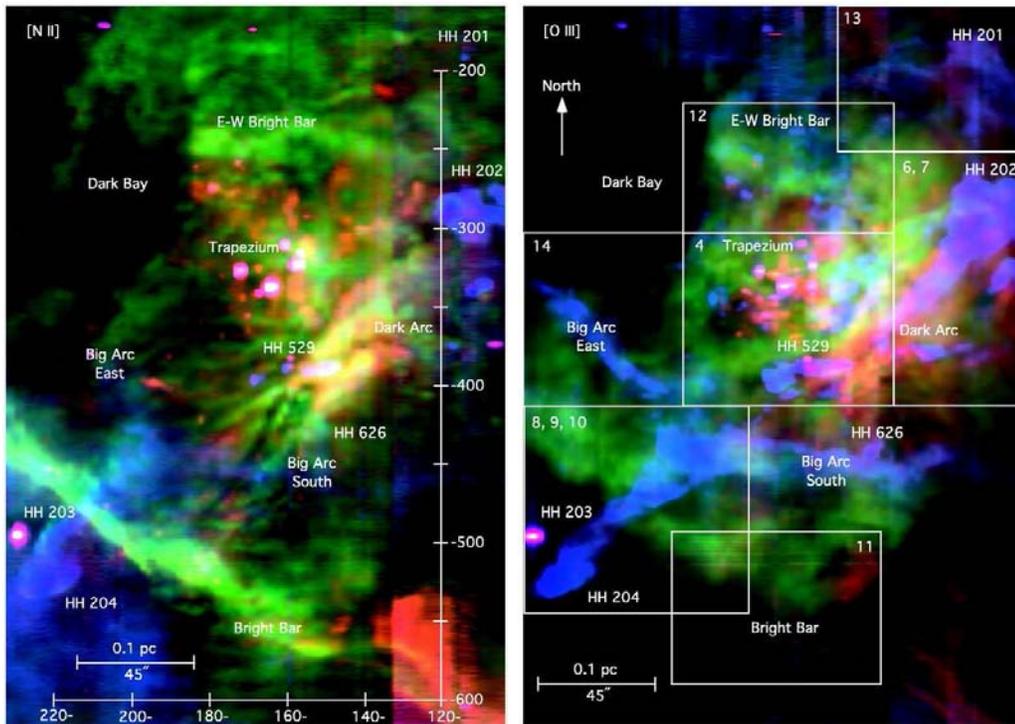


Figura 4.3: Mapas de isovelicidad integrados en tres rangos de velocidad de +24 a +64 km s^{-1} (representado por el color rojo), -20 a +20 km s^{-1} (color verde) y -64 a -24 km s^{-1} (azul), para las líneas de [N II] (izquierda) y [O III] (derecha) (Doi et al. 2004)

4.1.2. Filamentos oscuros

En 1974, Münch y Taylor en un estudio de la nebulosa de Orión con [O I] y la línea permitida de OI identificaron, en sus mapas, una estructura de filamentos oscuros. Nos dimos a la tarea de identificarlos en nuestros mapas. En los mapas de la figura 3.3 a velocidades cercanas al pico de intensidad de las líneas ionizadas, principalmente en las líneas de emisión de [O I] y [S II] se ven esos filamentos los cuales están distribuidos por toda la nebulosa. Presentan tamaños muy variados desde $100''$ a $25''$, con anchos de $5''$ en algunos casos pueden alcanzar hasta $10''$, su morfología es más o menos lineal con una pequeña curvatura y algunos filamentos presentan bordes brillantes. La mayoría de los filamentos presentan una orientación EW. Esta estructura filamentaria no la vemos en los mapas de [S III] puesto que su emisión surge de una capa más ancha por lo que la estructura física de la nebulosa se ve más suavizada.

En los mapas de velocidad media y velocidad pico (figura 2.7) vemos que los filamentos oscuros están más corridos al azul que los alrededores de la nebulosa. En particular hay 4 filamentos de gran escala y bien definidos: dos en el S del Trapecio que llamaremos Filamento Sur A y Filamento Sur B, y otro par de ellos hacia el N llamados Filamento Norte A y Filamento Norte B. El filamento Sur A en el SE del Trapecio a $(-50, -62)$ y $(+5, -28)$, se aprecia mejor en los mapas centrados a una velocidad de $+34 \text{ km s}^{-1}$ (figura 3.3), tiene una longitud de $75''$ y un espesor de $5''$ (pero no en velocidad), su borde inferior NS coincide con una de las minibarras S, además se ve orientado hacia el arco oscuro en línea recta, los mapas de densidad (figura 3.5) muestran un aumento de densidad en esa región (800 cm^{-3}). El Filamento Sur B a $(-50, -25)$ y $(+55, -70)$ es el de mayor escala que va de E a W de la nebulosa, tiene un ancho de $10''$, no presenta ningún abrillantamiento y también aparece en [S III].

Los filamentos en el N son filamentos paralelos de un tamaño grande ($\approx 100''$) cruzan la nebulosa de E a W presentando una ligera curvatura. El Filamento Norte B localizado a $(-55, +90)$ y $(+50, +100)$ es bastante débil y es más intenso en [O I] que en [S II]. Este filamento se distingue más en los mapas con velocidad de $+22 \text{ km s}^{-1}$ y no presenta abrillantamiento alguno. El Filamento Norte A a $(-50, +55)$ y $(+60, +80)$, tiene una forma

bien definida presentando un abrillantamiento en sus bordes. También se nota que su borde inferior coincide con el borde superior de la barra brillante EW (pero no coinciden en velocidad). Al W en una posición de offset de A.R. de $+49''$ el filamento aumenta de espesor para luego curvarse hacia el NE cerca del objeto HH 201 el filamento curvado presenta un abrillantamiento en el borde superior (figura 3.3 para el mapa de [O I]).

Los filamentos que están en forma de V invertida en el W del Filamento Sur A (mostrado en la figura 4.1 en el panel con título “Características Oscuras” mostrados con líneas punteadas) cerca de las minibarras S, se distinguen en los mapas de [N II] de DOH04 (figura 4.3) y en las imágenes del *HST* (figura 4.2). El filamento que se encuentra a $(-75, -40), (-5, -10)$, es paralelo al filamento Sur A, se ve en los mapas de $V_{\text{hel}} = +34 \text{ km s}^{-1}$ y su tamaño es comparable con el anterior. Encontramos más filamentos en la zona cercana del Trapecio que presentan estructuras irregulares.

Notamos que existe una relación entre la mayoría de los filamentos y las barras, por ejemplo el filamento Norte A coincide con la Barra Brillante E-W, los dos empiezan en el borde de la Bahía Oscura y se separan a un offset de A.R. de $\approx 20''$, Filamento Sur A con la Minibarra S, también hay dos filamentos cerca del Filamento Sur A en forma de V invertida que parecen estar relacionados con las minibarras S que presentan la misma forma de V invertida. La minibarra SW está relacionada con el Filamento SW, aunque estos tienen una distancia entre sí mayor que los anteriores y la última relación sería el Filamento del Trapecio con la Minibarra del Trapecio. Hay sus excepciones como las Barras Brillantes E y E cercana que no están relacionadas a ningún filamento. El filamento N no está relacionado a ninguna barra y tampoco muestra algún abrillantamiento al limbo y aparece en el mapa corregido por extinción (figura 4.2). El filamento que está en el N del filamento Sur A no está relacionado con alguna barra pero presenta un abrillantamiento al limbo.

En general podemos decir que los filamentos observados en nuestros mapas son de baja ionización (no aparecen en los mapas de [S III]), se presentan como regiones de bajo brillo con respecto a sus alrededores y en algunas ocasiones presentan un abrillantamiento al limbo. Como mencionamos, algunos filamentos persisten en los mapas de las imágenes del *HST* (figura 4.6), por

ejemplo se aprecian los filamentos en forma de V invertida. Planteamos la idea de que estos filamentos se pueden deber a que el gas que está emitiendo lo haga en diferentes canales de velocidad, esto explicaría algunos filamentos, pero no los que aparecen en las imágenes de líneas de emisión del HST, sin embargo, por ejemplo el filamento Sur A aparece en varios canales de velocidad mostrando solo partes del mismo y van acompañados con un abrillantamiento al limbo en sus bordes. Para los demás filamentos que no presentan un abrillantamiento al limbo y que se ven en los mapas de radio continuo como los filamentos SW y Sur B, su origen debe de ser otro.

Existen otros filamentos que no se ven en los mapas corregidos por extinción (filamento suroeste y filamento Sur B) por lo que podemos decir que su origen se debe a la extinción por el polvo embebido en el gas ionizado.

4.1.3. Objetos Herbig-Haro

En nuestros mapas a velocidades corridas al azul están presentes los objetos Herbig-Haro (ver apéndice B). Para algunos HH su emisión está más corrida al azul de lo que hemos tomado en los mapas por lo tanto solo los mencionaremos y en algunos casos daremos su respectiva densidad calculada en esta tesis.

En la figura 3.2 para velocidades centradas a $V_{\text{hel}} = -14 \text{ km s}^{-1}$ vemos que HH 201 es más intenso en [O I] mientras que no hay emisión en [S III].

Hacia el oeste del Trapecio se encuentra HH 202. Para analizar este HH tomamos mapas a velocidades más hacia el azul que las tomadas en la figura 3.2. Consideremos la figura 4.4 los mapas están integrados en un rango de velocidad de -80 km s^{-1} a -20 km s^{-1} , vemos que HH 202 está presente en las tres líneas de emisión, siendo más intenso en [S III] el cual muestra una cierta forma parecida a un choque de proa, y se ve más débil para [O I], con un límite superior en la densidad electrónica de $N_e \approx 10000 \text{ cm}^{-3}$. Hacia el sur de este HH existe un objeto etiquetado como “NW feature” en una posición de $(+80, +3)$. O’Dell (1997a) sugirió que esta característica pudiera ser parte de un jet que está excitando esta estructura. Solo en los mapas de [O III] de DOH04 (figura 4.3) se ve que HH 202 presenta una estructura parecida a un jet que se extiende hasta el arco oscuro.

Al SW de θ^1 Ori C apreciamos el “[S II]Jet E-W”, se empleó el término Jet porque este objeto es elongado y traza una estructura lineal EW (O’Dell et al. 1997).

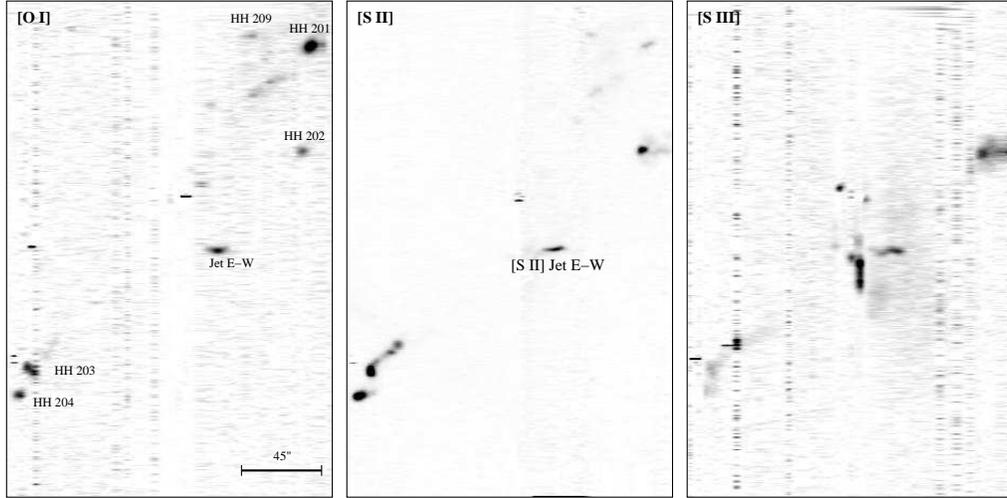


Figura 4.4: Mapas de líneas de emisión integradas en un rango de $V_{\text{hel}} = -80$ a -20 km s $^{-1}$

Para velocidades de -2 km s $^{-1}$ (figura 3.2) vemos los choques de proa de los HH 203/204 así como el jet de HH 203 mejor definido en [S II]. HH 203 es muy débil en [S III] pero aún se puede apreciar indicios de este objeto. Vemos que estos objetos son trazados por líneas de baja ionización. Las densidades calculadas en esta tesis para HH 203 y HH 204 son de $N_e \approx 9000$ cm $^{-3}$ y de $N_e \approx 10000$ cm $^{-3}$ respectivamente (tabla 5.2).

En la figura 3.2 encontramos a HH 528 que tiene una forma ovalada, es brillante y bien definido en [S II] y débil en [O I], la estructura filamentaria sí se puede apreciar en [S II] vemos filamentos que se acercan a HH 528, en [O I] apenas se puede detectar algún filamento. Hay poca emisión de este objeto en [S III], por lo que podemos decir que HH 528 es un objeto de baja ionización. Medimos su densidad electrónica, $N_e = 4500$ cm $^{-3}$ (tabla 5.2).

4.1.4. Bahía Oscura

La Bahía Oscura (al NE de la figura 3.3), la estudiaron a gran escala Pogge, Owen y Atwood (1992), ellos hicieron mapas del interior de la nebulosa de Orión con interferometría Fabry-Perot en baja resolución en varias líneas de emisión incluyendo $H\alpha$ y $H\beta$. El mapa de $H\alpha$ lo corrigieron por enrojecimiento. Aún con esta corrección se seguía apreciando la Bahía Oscura, llegaron a la conclusión de que esta región no se debida totalmente a una alta extinción entre nosotros y la nebulosa, sino también a la falta de fotones ionizantes que alcancen el gas. Más tarde, O'Dell y Yusef-Zadeh (2000) publicaron un interesante artículo donde presentan los resultados de sus observaciones con el VLA (en el continuo de radio en 20 cm) y las imágenes tomadas con el *HST* en $H\alpha$ de la región Huygens de Orión. Derivaron el coeficiente de extinción e hicieron un mapa, de ese mapa se ve que la extinción tiene alto valor en región de la Bahía Oscura (figura 4.5). Comparando sus mapas de extinción con el de Pogge, Owen y Atwood (1992) encontraron que coincidían en el lado oeste del Trapecio, el coeficiente de extinción concordaba bien con los datos que ellos habían obtenido. Pero no coincidían para la Bahía oscura, los datos de Pogge, Owen y Atwood (1992) fueron subestimados.

4.1.5. Arco Grande

En los mapas de [S II] y [S III] principalmente a $V_{\text{hel}} = -8 \text{ km s}^{-1}$ (figura 3.2) destaca una estructura a gran escala que cruza todo el interior de la nebulosa, surge desde la bahía oscura a $(-100, -3)$, sigue de manera paralela al FPI separados por una distancia de $45''$, tiene un punto de inflexión en $(-55, -60)$ donde se concentra la mayor parte de la emisión, esta región es pequeña aproximadamente de $10''$, a partir de aquí la emisión va horizontalmente de E a W terminando en $(-100, -75)$. Su forma, en [S III], es parecida a un arco bien definido y extendido. También se detecta en [S II] pero no en [O I].

Esta estructura fue detectado por primera vez por O'Dell et al. (1997a), quienes usaron imágenes Fabry-Perot en [S II] y [O III] y lo llamaron "Big Arc" (Arco Grande), recientemente lo estudiaron DOH04. El cual esta compuesto de dos secciones, el Arco Grande Este que es la porción del Arco que

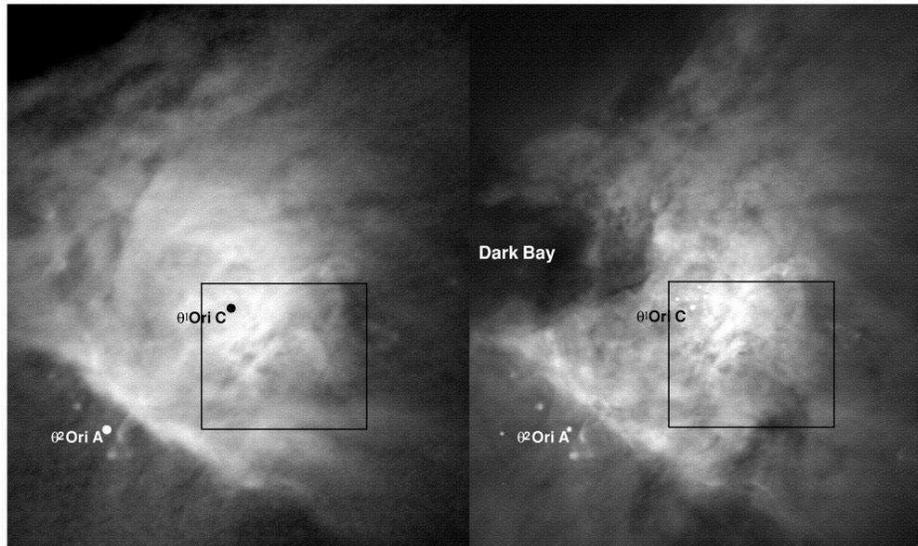


Figura 4.5: Imágenes de la región Huygens de la nebulosa de Orión. A la izquierda es un mapa de 20 cm de radio continuo. Derecha: mosaico de imágenes del HST en $H\alpha$ (OY00)

es paralela al FPI y la región donde el Arco empieza a aplanarse, llamado “Arco Grande Sur”

O’Dell et al. (1997a) sugieren que por ser una característica de alta ionización debería de estar cerca de θ^1 Ori C, que por su forma correspondería a una región excitada por fotoionización más que ser excitada por choques y que podría representar la frontera del viento estelar de θ^1 Ori C. DOH04 sugieren que el Arco Grande sea el resultado de un corrimiento al azul del FPI. En sus mapas el Arco Grande domina en [O III] y hay muy poca emisión en [N II] (figura 4.3).

Para aceptar o rechazar lo anterior, estudiamos los espectros individuales (figuras D.1 y D.2 de los apéndices D y F) y encontramos que el Arco Grande no es un ala corrida hacia el azul del FPI como pensaban DOH04 sino más bien es una identidad separada en velocidad del FPI, es decir, vemos que está físicamente separado de la línea de emisión de la componente principal. Esta separación en velocidad se ve claramente en las rendijas de $70 \mu\text{m}$, como se aprecia en el perfil de emisión de la línea de [S II] para una posición particular de $40.5''$ al este de θ^1 Ori C (ver figura 4.9 en donde la rendija

cruzó el Arco Grande Este) en donde la componente principal en emisión se encuentra a una velocidad de $\approx 20 \text{ km s}^{-1}$ mientras que el Arco Grande que aparece a un offset de declinación de $-50''$ y a una $V_{\text{hel}} \approx +5 \text{ km s}^{-1}$. En la figura 4.12 (posición de la rendija, $49''$ al oeste de $\theta^1 \text{ Ori C}$) se muestran espectros de las líneas de [S II] y [S III] donde el Arco Grande aparece a una declinación de $50''$, en [S III] nos da la impresión de que la línea principal de emisión pareciera doblarse hacia el azul, sin embargo, analizando en la misma posición la línea de [S II] vemos que solo es cuestión de resolución puesto que en esta línea se ve la separación de ambas componentes. Aunque el Arco es relativamente más intenso en [S III] que en [S II] es más fácil ver la separación en velocidad del Arco Grande y la componente principal de emisión en los espectros de [S II] ya que para esta línea la componente principal está menos corrida al azul que [S III] (García-Díaz y Henney, 2006).

De los mapas de cocientes de línea, [S III]/[S II], vemos que el grado de ionización para la emisión más corrida al azul es más grande para el arco grande E y decrece para velocidades más corridas al rojo (figura 3.4) en donde domina el Arco Grande S. La densidad electrónica está en el rango de 1500 y 3000 cm^{-3} . De los mapas de [S II], [S III] (figura 3.2) y [O III] y [N II] (figura 4.3) vemos que la región de mayor emisión parece estar relacionada con el Jet de HH 203.

Sugerimos que el arco grande puede representar una cáscara chocada donde el flujo de la Barra Brillante y la repisa roja (sección 4.2.3) interactúan con los flujos del núcleo de la nebulosa. Alternativamente puede representar la interacción entre estos flujos y el viento estelar de $\theta^1 \text{ Ori C}$.

4.1.6. Arco Oscuro

El arco oscuro se encuentra al SW del Trapecio. Su morfología es curva centrado a $(+40, -20)$. Se aprecia mejor en los mapas de [S II] y [O I] con una disminución de brillo de 25-40% de sus alrededores. La densidad electrónica ($\approx 5000 \text{ cm}^{-3}$) es más baja que sus alrededores por un factor de 1.5.

Para explicar el arco oscuro la interpretación más simple sería que es un efecto debido a la extinción, sin embargo lo vemos en los mapas de continuo de radio de 20 cm de OY00 (figura 4.5). OY00 lo interpretaron como una carac-

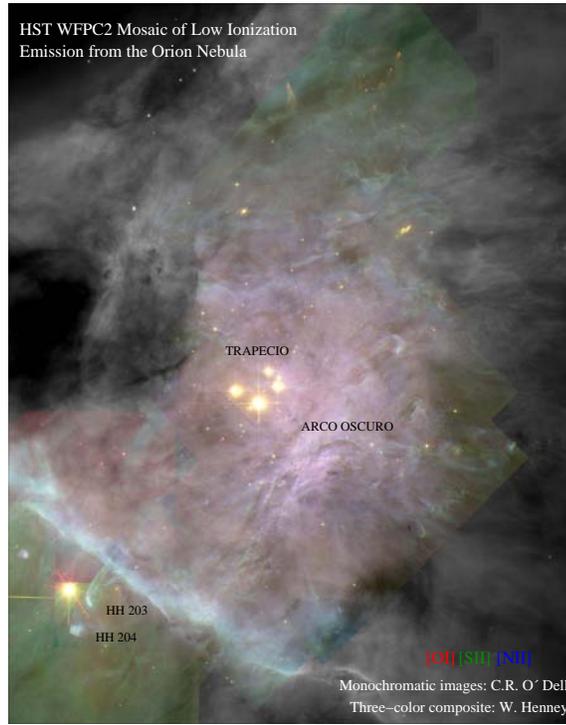


Figura 4.6: Imagen de la nebulosa de Orión tomada con el *HST*

terística similar a aquellas de la Barra Brillante, no encontramos ninguna propiedad del arco que coincida con las barras brillantes, mas bien es como otra clase de filamento oscuro que no entra en nuestro grupo de filamentos de baja ionización por tres razones; a) ninguno de los filamentos oscuros presenta alguna morfología parecida al arco oscuro, b) presenta un alto contraste con sus alrededores, y, c) está presente tanto en las líneas de alta ionización como en las de baja ionización.

Proponemos que el arco oscuro sea más bien la sombra de la minibarra Cercana Oeste (ver sección 4.2.2) del Trapecio. La forma detallada del arco, como se ven en la figura 4.6 del *HST* que es consistente con la que se predice para la sombra hecha por un obstáculo cilíndrico sobre una superficie curvada (figura 4.7).

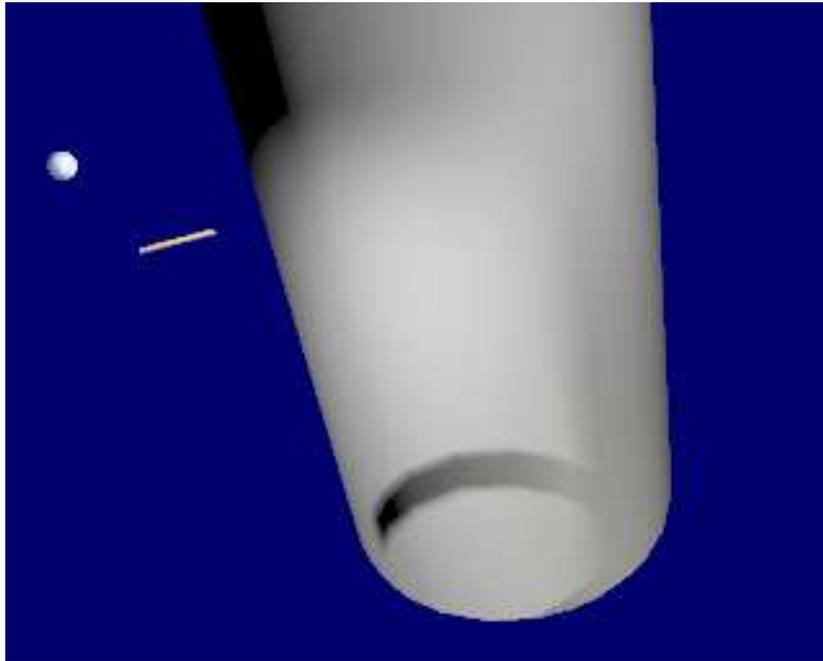


Figura 4.7: Muestra la sombra proyectada de una barra sobre un obstáculo cilíndrico. Imagen hecha por Will Henney

4.1.7. Proplyds

Se les llama proplyd's a los discos circunestelares que se encuentran alrededor de estrellas jóvenes de baja masa que están siendo iluminadas por la radiación de las estrellas masivas cercanas a estas (O'Dell, Wen y Hu, 1993; Bally et al. 1998; Henney y O'Dell 1999).

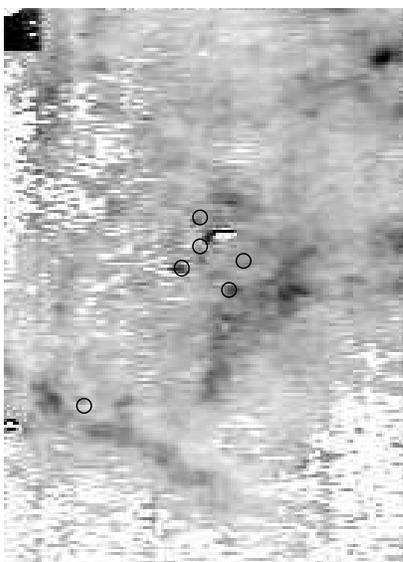


Figura 4.8: Mapa de [O I]/[S II] para un rango de velocidad de $+10 \text{ km s}^{-1}$, los círculos negros son los proplyds

Los proplyds los podemos identificar en el mapa de [O I] de la figura 3.2 a una $V_{\text{hel}} = +10 \text{ km s}^{-1}$, principalmente los vemos en el mapa de la figura 3.4 para el cociente de línea de [O I]/[S II] a la misma velocidad. La figura 4.8 es el mismo mapa de [O I]/[S II] de la figura 3.4 sólo que aquí hemos señalado con círculos negros a los proplyds.

Los proplyds cercanos al Trapecio son más difíciles de detectar particularmente aquellos al W debido a los efectos de dispersión de la luz en el espectrógrafo.

4.1.8. Componente dispersa hacia el lado rojo

En la figura 3.3 para velocidades mayores que $+45 \text{ km s}^{-1}$ encontramos un patrón de filamentos brillantes que les nombramos grupo rojo NE y grupo rojo SE que aparecen en las líneas de [O I] y [S II]. Esta emisión tiene una morfología muy parecida para las cuatro líneas de emisión.

Esta emisión corrida al rojo ya se había analizando antes en los estudios de líneas de emisión con alta resolución en donde encontraron una componente extra en las líneas de emisión corrida al rojo y con anchos de línea grandes.

O'Dell, Walter, y Dufour (1992), compararon un mapa del continuo de 21 cm del H I de la nebulosa de Orión con imágenes en $H\beta$ corregidas por extinción de la misma región, estos autores encontraron que había un exceso de emisión de $H\beta$. El exceso lo explicaron, basados también en estudios previos de líneas de emisión con alta resolución espectral por ejemplo de [O I] (O'Dell y Wen, 1992) y de [S III] (Wen y O'Dell, 1993), que al ajustar por gaussianas los perfiles de línea encontraron tres componentes con una componente corrida al rojo y ancha, concluyeron que el exceso de emisión de $H\beta$ se debía a la radiación dispersada por partículas de polvo que se encuentran cerca del FPI y del polvo que se encuentra en la región de fotodisociación.

4.2. Nuevas estructuras identificadas

4.2.1. Componente difusa sureste corrida al azul

Siguiendo los mapas al azul, figura 3.2, principalmente en el mapa de [S II] centrado a una $V_{\text{hel}} = -2 \text{ km s}^{-1}$, hacia el SE en la vecindad de $\theta^2 \text{ Ori A}$, encontramos una región de baja densidad, $N_e = 300 \text{ cm}^{-3}$, que presenta una velocidad helicéntrica de 0 km s^{-1} . No aparece en [O I] ni en [S III], le llamaremos Capa azul difusa Sureste.

Analizando las rendijas individuales (ver los espectros de las figuras D.1 y D.2 del apéndice D) encontramos que la componente corrida al azul es más prominente en la región del S donde se encuentra separada de la componente principal de emisión. Hacia el N es más complicado notar la separación ya que empieza a haber emisión del Arco Grande a $(-97, -4)$. En la figura 4.9 pusimos el espectro y el perfil de la línea de emisión de [S II] $\lambda 6716$, ya que

la componente azul sureste es más intensa en esta línea que en [S II] $\lambda 6731$. La posición de esta rendija es $40.5''$ al E de θ^1 Ori C. Dividimos la rendija en declinación (las declinaciones son offsets con respecto a θ^1 Ori C) para tener las diferentes regiones: la sección sur ($-195''$ a $-125''$), la Barra ($-125''$ a $-80''$), el centro ($-80''$ a $+10''$) y el norte ($+0''$ a $+123''$) así vemos que la mayor emisión de la componente al azul está en el lado S y centro de la rendija. El mapa de la derecha de la figura 4.9, lo pusimos para mostrar la posición de rendija en la nebulosa.

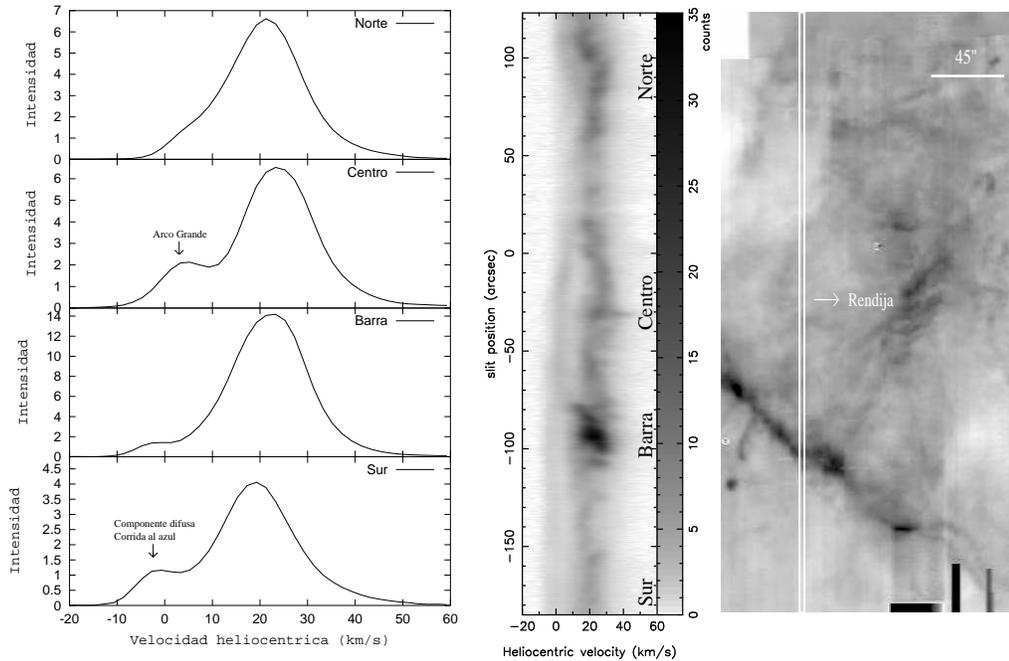


Figura 4.9: Perfil de línea integrado espacialmente para diferentes rangos de declinación (izquierda). En el centro pusimos el espectro de la línea de [S II] $\lambda 6716$. El mapa que se encuentra a la derecha es el mapa de la misma línea integrado en velocidad de -40 a $+60$ km s^{-1} , el rectángulo blanco indica la posición de la rendija en la nebulosa

En la figura 4.10 mostramos perfiles de línea de la misma rendija de la figura 4.9, la línea azul del primer panel es la intensidad de línea en un rango de velocidad de -7 a $+7$ km s^{-1} mientras que la roja es para un rango de $+7$ a $+50$ km s^{-1} . El primer panel es la intensidad de la línea en la que vemos

que la componente difusa (línea azul) es más prominente en la región S de la rendija.

El tercer panel es la densidad electrónica, hacia el N la densidad de esta componente aumenta y su velocidad se mueve hacia el rojo. El pico de densidad que vemos entre $-100''$ y $-25''$ en A.R., no se debe a esta componente sino a la presencia del Arco Grande que cruza en ese punto la rendija, el Arco Grande tiene casi la misma velocidad que la componente difusa pero es de alta ionización. En el lado W del Trapecio la componente de 0 km s^{-1} es muy débil y solo se aprecia en el SE de la Barra Brillante.

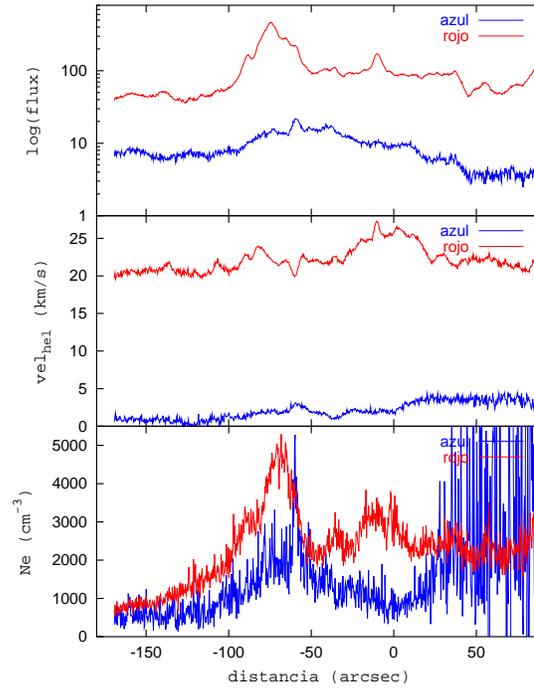


Figura 4.10: Perfiles norte-sur del brillo superficial de [S II] (panel superior) y de la densidad electrónica (último panel), también graficamos la velocidad heliocéntrica de la componente corrida al azul (-7 a $+7 \text{ km s}^{-1}$) y de la componente principal ($+7$ a $+50 \text{ km s}^{-1}$)

En resumen, la capa difusa Sureste es una región de baja ionización y baja

densidad, $N_e \approx 500 \text{ cm}^{-3}$, presente en [S II] alrededor de $V_{\text{hel}} = 0 \text{ km s}^{-1}$ y que cubre toda la zona sureste de la región de la nebulosa. Esta componente no la detectamos en [O I] o en [S III]. Las observaciones en [N II] $\lambda 6583$ de Henney y O'Dell (1999) muestran que la componente de 0 km s^{-1} también se detecta en [N II] y abarca como $20''$ más al Este de la región cubierta por nuestros mapas. La falta de [O I] sugiere que esta componente no viene del frente de ionización sino de una zona más extendida o puede ser que esta ausencia de emisión se deba a la falta de sensibilidad y la falta de emisión en [S III] implica que el espectro ionizante es suave.

Es posible que la capa azul sureste se deba a una región separada del FI y que esté siendo ionizada por θ^2 Ori A más que por θ^1 Ori C. El problema que enfrentamos es que en el N de la nebulosa, ya no podemos determinar la capa azul puesto que nos encontramos con la emisión del Arco Grande.

4.2.2. Minibarras brillantes

Hemos identificado otra clase de barras brillantes de menor tamaño que las anteriores y se encuentran cerca del Trapecio en la zona de alta excitación de la nebulosa (ver figura 4.1). La primera de estas es la que hemos llamado Minibarra del Trapecio se encuentra al W del Trapecio empezando cerca de la posición de θ^1 Ori C en el N, con una posición de (+5,+10) a (+55,+10). Esta se ve en los mapas de la figura 3.3 en el mapa que corresponde a una V_{hel} central de $+22 \text{ km s}^{-1}$. La figura 4.11 son dos imágenes idénticas del *HST* en tres rangos de longitud de onda, [N II] es el color rojo, el verde es [S II] y el azul es [O I], y muestran la parte de la minibarra del Trapecio en donde se puede apreciar bastante bien su forma.

De los mapas 3.2 (mapa de [S II] a una $V_{\text{hel}} = +10 \text{ km s}^{-1}$) la barra pequeña y más brillante se encuentra al NE del arco oscuro y la llamamos minibarra SW. La barra más pequeña que hemos encontrado es la que está al NE de la minibarra SW y que se encuentra muy próxima a θ^1 Ori C en el SW a (+10,-10) y (+12,0), la hemos llamados Minibarra Cercana Oeste, es la única minibarra que hemos encontrado que presenta una morfología curvada y presuimos de que sea la responsable del arco oscuro.



Figura 4.11: Dos imágenes idénticas del *HST* en [N II], [S II] y [O I]

4.2.3. Características corridas al rojo

En los mapas de la figura 3.3 con velocidades centradas en $+46 \text{ km s}^{-1}$ vemos dos nudos compactos de emisión, estos nudos se encuentran en el E de $\theta^1 \text{ Ori C}$, uno al N $(-27, +37)$ y el otro al S $(-47, -37)$ siendo más intensos para el mapa de [S II] sin aparecer para la línea de emisión de [S III]. El que está en el SE de $\theta^1 \text{ Ori C}$ es más elongado que el nudo NE, parece que estos nudos brillantes están relacionados con mas estructuras corridas al rojo (ver figura 4.1) que delimitan una región corrida al rojo que está alrededor del Trapecio que también se ve en los mapas de [S III]. Esta región es emisión dispersada por polvo en la PDR y la nube molecular como ya se discutió en la sección 3.3.

Repisa Roja

Una de las características más prominentes en nuestros mapas a $V_{\text{hel}} > 25 \text{ km s}^{-1}$ es una región grande semicircular de emisión corrida al rojo al

final de la Barra Brillante en el SW. Aparece en los mapas integrados de la velocidad media y de velocidad pico (figuras 2.7, 2.8, 2.9) mostrándose como la estructura más corrida al rojo, los corrimientos más grandes los detectamos para los mapas de [S II] y [O I]. Existe un alto contraste hacia el N de esa región en donde la velocidad pico decae por un factor de 5 para [S III] y también muestra anchos grandes (ver espectros de las figuras D.6, D.7 (apéndice D), E.4, E.5 (apéndice E), E.4 y E.5 (apéndice F)). Decidimos llamarle “Repisa Roja”.

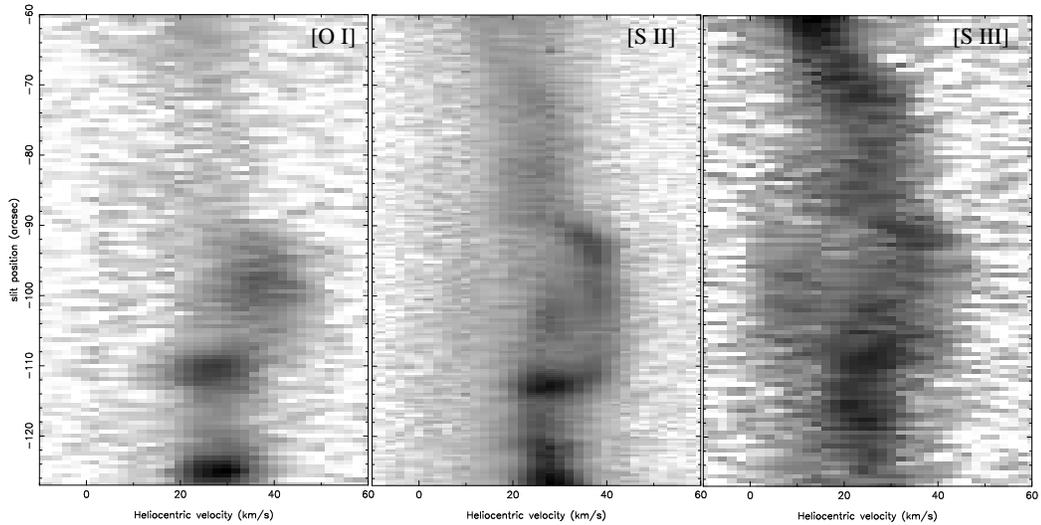


Figura 4.12: Espectros bidimensionales de las líneas de emisión de [O I], [S II] y [S III] de una rendija a $49''$ al oeste de θ^1 Ori C y con un rango en declinación de -126 a $-58''$ con respecto θ^1 Ori C que pasa por la región roja

La figura 4.12 es el espectro bidimensional de una de las rendijas cuya posición es $49''$ al oeste de θ^1 Ori C y pasa por la repisa roja (en estos espectros no pusimos todo el rango en declinación, para ver todo el rango en declinación ver el espectro con etiqueta spec280-OI.fits de la figura E.5 para [O I] del apéndice D, para [S II] ver espectro con etiqueta spec326-070-irect.fits de la figura D.8 del apéndice E y para ver todo el espectro de [S III] ver espectro de la figura F.5 etiquetado con siii280.fits del apéndice F). El espectro de [S II] (segundo panel de la figura 4.12) se tomó con una rendija de $70 \mu\text{m}$ mientras que para [O I] y [S III] la rendija fue de $150 \mu\text{m}$ pasando por

la misma posición que [S II]. En los espectros de [S II] y [O I] vemos aparte de la repisa roja las dos componentes de la Barra Brillante que se ven como nudos, los llamaremos filamento N y S para diferenciarlos en esta sección. Analizando los perfiles de línea de las rendijas individuales encontramos que esta zona se divide en 3 sistemas de velocidad variando desde +40 a +24 km s^{-1} (muy cercano al filamento N). La componente con V_{hel} componente es la única que esta presente en [O I], las otras líneas sí contienen los tres sistemas de velocidad. Cada componente presenta una N_e de 2500 cm^{-3} (+40 km s^{-1}), 1100 cm^{-3} (+33 km s^{-1}) y 1800 cm^{-3} (+24 km s^{-1}).

Los altos corrimientos al rojo de la Repisa Roja los presentan las líneas de baja ionización mientras que para las líneas de CO y CI no muestran ningunas velocidades corridas al rojo (Tauber et al. 1995). Por otro lado las velocidades que presenta el gas neutro en esta región es de $V_{\text{hel}} = +27 \text{ km s}^{-1}$ con respecto al gas molecular en la barra ($V_{\text{hel}} = 29 \text{ km s}^{-1}$) vemos que no presenta grandes corrimientos al azul. Una posible explicación es que la Repisa Roja esté en el primer plano de la nebulosa y que esté relacionada con la extinción por polvo de la nube SW (OY00).

4.2.4. Arco Azul Sur

Detectamos en el mapa de [S II] centrado a una $V_{\text{hel}} = -14 \text{ km s}^{-1}$ un arco muy débil de emisión corrida al azul localizado aproximadamente a $10''$ al S del choque de proa de HH 204. Para velocidades entre -6 y $+2 \text{ km s}^{-1}$ el arco se distingue de la emisión de la capa azul difusa, presentando una densidad de 1000 cm^{-3} que es más grande (aproximadamente dos veces) que la capa difusa (figura 3.4).

Pensamos que la emisión del arco corrida al azul es un choque de proa originado por el mismo flujo que da origen a HH 203 y HH 204. DOH04 presentan una discusión en contra de que estos objetos tengan un mismo origen y proponen varios jets que podrían ser los responsables de los HH. Sugerimos, tomando como referencia la figura 10 de DOH04 (figura 4.13), que el jet que conduce a HH 204 sea más que eso, es decir, que sea un cuarto choque de proa, cuyo origen posiblemente sea el de un jet original que interaccionó con el arco grande, dando origen a ese choque de proa.

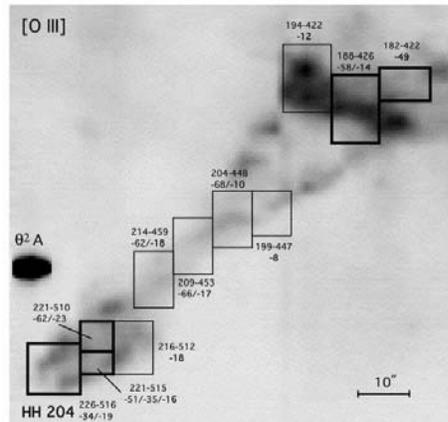


Figura 4.13: Imagen de velocidad en [O III] en un rango de velocidad de -24 a -36 km s^{-1} para HH 204 y su jet asociado. El norte es arriba. Las velocidades radiales etiquetadas se tomaron de los espectros individuales que se usó para formar el cubo de velocidad, DOH04

La figura 4.14 es una imagen del *HST* en donde se ve todo el arco corrido al azul, pareciera como si fuera un choque de proa bastante prominente, lo único que nosotros apreciamos en los mapas es el borde E de esa región.



Figura 4.14: Imagen del *HST* editada a color por W. Henney

5

Modelos de Atmósferas Estelares y de Fotoionización

Lo que estudiamos en este capítulo fueron los cocientes de línea de emisión de $[\text{O I}]/[\text{S II}]$ y $[\text{S III}]/[\text{S II}]$ (los cocientes los hicimos tomando la suma de las líneas de $[\text{S II}]$) para una región H II tipo blister en términos de modelos de fotoionización para estudiar con más detalle la estructura de ionización y saber de donde vienen las diferentes regiones de emisión que hemos observado de la nebulosa de Orión. Estas regiones se muestran en la figura 5.1, que es un mapa de isovelocidad en $[\text{S II}] \lambda 6731$ en donde el color azul es asignado para un rango de velocidad de -8 a $+4 \text{ km s}^{-1}$, el verde es para $+16$ a $+28 \text{ km s}^{-1}$ y el rojo va desde $+28$ a $+40 \text{ km s}^{-1}$. Los cocientes de línea los calculamos a partir de las componentes de los perfiles de línea, tomados directamente de los espectros individuales. Para separar las diferentes componentes de velocidad de cada perfil, usamos la técnica de ajuste de gaussianas, empleamos un máximo tres gaussianas en intervalos de velocidad para el ajuste de cada perfil de línea y de esta manera poder hacer el análisis.

Los cocientes de línea así como la densidad electrónica, para cada región los pusimos en las tablas 5.1 y 5.2, la última columna es la velocidad de la línea de $[\text{S II}]$ que indica la velocidad en que tomamos los cocientes.

Dividimos los datos observacionales en cuatro grupos, según la densidad medida por los cocientes de $[\text{S II}]$, en cuyos cálculos sólo se puede determinar la densidad electrónica de la nebulosa en un rango de cocientes ($[\text{S II}]$

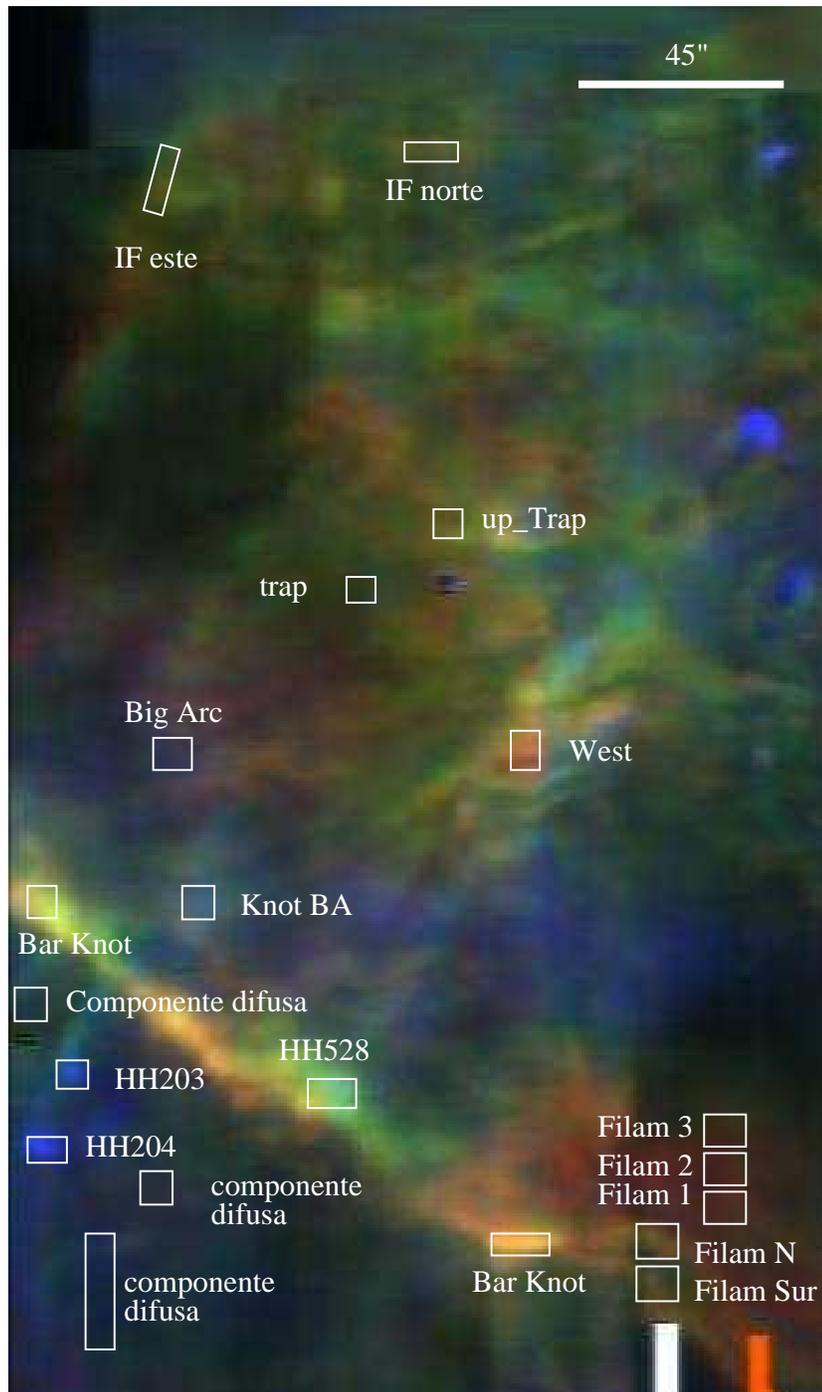


Figura 5.1: Isomapa de velocidad codificado en color en [S II], los rectángulos son las regiones analizadas

Objeto	$\log N_e$ cm^{-3}	$[\text{S III}]/[\text{S II}]$ $\times 10^{-2}$	$[\text{O I}]/[\text{S II}]$ $\times 10^{-2}$	$V_{\text{hel}} [\text{S II}]$ km s^{-1}
Capa azul sureste	2.490	4.920	1.010	-0.15
Capa azul sureste	2.413	7.413	0.968	-0.51
Capa azul sureste	2.621	6.527	0.630	-0.27
Filam 3	3.41	17.548	2.373	28.93
Filam 3	3.17	18.597	1.673	27.12
Filam 2	2.83	8.823	3.423	22.54
Filam 2	3.06	10.824	3.812	21.31
Filam 1	3.02	9.610	4.746	27.5
Filam 1	3.07	8.856	5.174	25.89
Filam Sur	3.29	3.838	4.318	27.28
Filam Sur	3.26	3.805	4.629	27.52
Nudo Barra	3.39	3.674	4.862	26.45
Nudo Barra	3.22	4.165	4.707	25.15
Nudo Barra	3.26	4.985	5.329	26.01
Filam N	3.49	5.477	4.512	26.81
Filam N	3.34	5.248	5.368	25.4
IF Norte	3.45	14.071	4.512	23.94
IF Norte	3.50	11.644	5.212	21.97
Arco Grande	3.26	32.472	0.626	4.26
Arco Grande	3.38	38.212	0.611	4.03
Arco Grande	3.38	35.030	0.7119	4.03
Nudo AG	3.38	23.353	0.603	2.54
Nudo AG	3.40	26.240	0.634	2.34

Tabla 5.1: Cocientes de línea de los datos observacionales, los cocientes se hicieron con la suma de las dos líneas de [S II]

Objeto	$\log N_e$ cm^{-3}	$[\text{S III}]/[\text{S II}]$ $\times 10^{-2}$	$[\text{O I}]/[\text{S II}]$ $\times 10^{-2}$	$V_{\text{hel}} [\text{S II}]$ km s^{-1}
IF este	3.46	10.561	6.220	20.34
IF este	3.40	11.874	7.041	22.15
Barra E	3.46	16.465	10.931	24.84
Barra E	3.41	13.349	8.01	23.54
Barra E	3.49	16.465	9.725	22.68
Trap	3.67	22.205	10.425	25.90
Trap	3.72	22.796	10.231	24.60
Trap	3.65	22.763	10.200	22.11
up-Trap	3.64	21.057	9.064	20.64
up-Trap	3.55	19.450	10.114	21.09
up-Trap	3.76	22.238	8.947	22.29
West/T	3.77	12.726	2.132	24.44
West/T	3.76	12.234	19.061	22.79
West/T	3.76	12.202	20.461	23.83
HH528	3.65	6.133	6.535	18.37
HH528	2.94	7.675	7.002	18.24
HH528	3.74	9.249	6.807	17.71
HH204	3.95	13.842	13.498	-47.99
HH203	3.99	5.838	7.858	-19.72

Tabla 5.2: Continuación de los cocientes de línea de los datos observacionales

$\lambda 6716/[\text{S II}]\lambda 6731$) de 0.3 a 1.43 que corresponden a un rango en N_e de 10^5 a 10 cm^{-3} , fuera de estos límites la densidad se vuelve incierta (ver figura A.4). Los grupos de densidad electrónica en donde caen las regiones observadas se muestran en la tabla 5.3 (recordemos que estas regiones tienen diferente velocidad una con respecto a la otra por lo que las densidades tomadas aquí son con respecto a una velocidad dada, ver tabla 5.1),

Grupo	$\log(N_e) \text{ cm}^{-3}$ mínima	$\log(N_e) \text{ cm}^{-3}$ máxima
Grupo 1	2.25	
Grupo 2	3.00	3.25
Grupo 3	3.25	3.50
Grupo 4	3.50	4.00

Tabla 5.3: Grupos de densidad electrónica para cada región de la nebulosa de Orión

Para ser más explícitos graficamos los datos observacionales en la figura 5.2, en donde cada color representa un diferente grupo de densidad electrónica. Los grupos de más alta densidad están en el lado en donde el cociente de $[\text{O I}]/[\text{S II}]$ es mayor, una posible explicación es que el cociente dependa de la densidad electrónica. Las densidades críticas, N_{crit} , de ambas líneas son muy diferentes $N_{crit}([\text{S II}]) < N_{crit}([\text{O I}])$, para este caso las desexcitaciones colisionales para $[\text{O I}]$ son despreciables y dominarán las desexcitaciones radiativas por lo que, la intensidad de línea irá como la N^2 (ver apéndice A, sección A.1), mientras que para $[\text{S II}]$ las excitaciones colisionales serán importantes y la intensidad variará como N , de aquí que el cociente dependa de la densidad.

Los cocientes de línea observados los comparamos con modelos nebulares del código de fotoionización “Cloudy” (versión C05.07) de Gary Ferland (Ferland 2000) para determinar el mejor modelo que se ajuste a las observaciones e inferir la física de las regiones observadas y en algunos casos encontrar si las estrellas más brillantes de Trapecio, principalmente θ^1 Ori C, son las responsables de la emisión que vemos de la nebulosa o si existe otra fuente excitadora que ha dado origen a nuevas regiones.

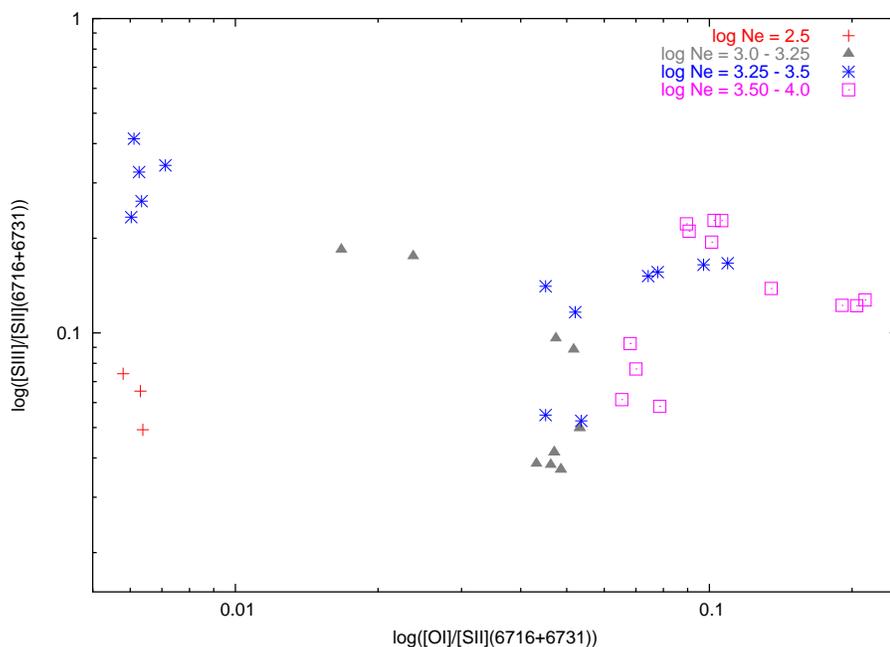


Figura 5.2: Puntos observacionales. Los colores muestran diferentes densidades electrónicas (en cm^{-3})

En Cloudy debemos de especificar el espectro de la estrella responsable de la ionización de la región H II. Para calcular el espectro de las estrellas del Trapecio, usamos el código de atmósferas estelares WM-Basic (versión 2.26) de Pauldrach et al. (2001).

5.1. WM Basic

El código WM-basic (versión 2.26) fue creado por Pauldrach et al. (2001). WM-basic calcula el transporte radiativo de estrellas calientes bajo las condiciones de equilibrio estadístico (NLTE: No equilibrio termodinámico local), el método permite tratar conjuntamente las líneas y el continuo (“line blanketing”) usando simetría esférica. El código resuelve las ecuaciones de la hidrodinámica, el balance de energía, y el transporte radiativo en NLTE para los vientos estelares de las estrellas calientes. El código trabaja de la

siguiente manera, encuentra una solución a las ecuaciones de la hidrodinámica para un viento estelar esféricamente simétrico y en estado estacionario, usando los parámetros estelares preestablecidos que nosotros damos, como son el radio estelar, la temperatura efectiva, la gravedad superficial, el radio fotosférico y la metalicidad. Para obtener un modelo válido se puede hacer un ajuste sobre los parámetros del código para que los resultados de la tasa de pérdida de masa y la velocidad terminal sean consistentes con los valores obtenidos de las observaciones.

Una vez encontradas las soluciones de la estructura de velocidad y densidad, WM-Basic calcula los números de ocupación para aproximadamente 5000 niveles atómicos resolviendo las ecuaciones de las tasas de población microscópicas incluyendo excitación colisional y radiativa así como procesos de desexcitación para miles de transiciones de líneas de elementos desde el hidrógeno hasta el zinc.

La solución de la ecuación de transporte radiativo sí considera el efecto de bloqueo de línea (line blocking) en el ultravioleta (UV) cuyo efecto es atenuar el flujo de radiación debido a la presencia de numerosas líneas espectrales en el rango del UV. Se tendrá un calentamiento de la fotosfera como consecuencia de ese bloqueo de la radiación (“line blanketing”). Este calentamiento se toma en cuenta para la estructura de temperatura la cual se determina resolviendo la ecuación del balance de energía.

El campo de radiación, las opacidades, las emisividades y los números de ocupación, los calcula usando modelos atómicos detallados para todos los iones importantes. El código da archivos de salida de los espectros sintéticos, los flujos ionizantes y la estructura hidrodinámica del viento.

Usamos este código para encontrar la distribución de energía espectral para las tres estrellas más brillantes del cúmulo del Trapecio, θ^1 Ori A, θ^1 Ori C, θ^1 Ori D y también para la estrella cercana θ^2 Ori A. Como dijimos anteriormente cada modelo queda determinado por especificar los parámetros estelares (la temperatura específica, T_{eff} , la gravedad superficial, g , el radio fotosférico, R_{star} , y la metalicidad, Z). Tuvimos que variar algunos parámetros (denominados α , κ y δ que están relacionados con la hidrodinámica del viento) de entrada del código para poder obtener la tasa de pérdida de masa correcta para cada estrella.

Para determinar los parámetros estelares usamos los datos de Simón-Díaz et al. (2006), quienes hicieron observaciones espectroscópicas de las estrellas del cúmulo del Trapecio y usaron el código de atmósfera FASTWIND (es un acrónimo de “Fast Analysis of Stellar atmospheres with WINDs”, Santolaya-Rey et al. 1997). En la tabla 5.4 pusimos los parámetros de entrada que le dimos al código WM-Basic.

HD	Nombre	$T_{\text{eff}}(\text{K})$	$\log g$	$R_{\text{star}}(R_{\odot})$	κ	α	$delta$
37020	θ^1 Ori A	30000	4.0	6.70	0.150	0.490	0.100
37022	θ^1 Ori C	40000	4.1	10.60	0.298	0.509	0.100
37023	θ^1 Ori D	32000	4.2	6.00	0.330	0.430	0.100
37041	θ^2 Ori A	35000	4.2	8.70	0.398	0.497	0.100

Tabla 5.4: Parámetros de entrada que le dimos al código WM-Basic para poder obtener el espectro de las estrellas más brillantes del Trapecio y de θ^2 Ori A.

La masa, M , la luminosidad, L , y el número de fotones ionizantes emitidos por segundo, Q_{H} , que nos da como salida el código se muestran en la tabla 5.5.

HD	Nombre	$M(M_{\odot})$	$\log(L/L_{\odot})$	$\log Q_{\text{H}}$
37020	θ^1 Ori A	16.384	4.517	47.043
37022	θ^1 Ori C	51.627	5.415	49.019
37023	θ^1 Ori D	20.824	4.533	47.32
37041	θ^2 Ori A	43.783	5.011	48.33

Tabla 5.5: Parámetro estelares calculados con el código WM-Basic

La figura 5.3 muestra el espectro sintético calculado con WM-Basic de las estrellas del Trapecio y el espectro de θ^2 Ori A.

Calculamos el flujo de fotones ionizantes en la atmósfera, ϕ_{H} (en unidades de $\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}$) para las estrellas del Trapecio y para θ^2 Ori A,

$$\phi_{\text{H}} = \int_{\nu_{\text{H}}}^{\infty} \frac{F_{\nu}}{h\nu} d\nu \quad (5.1)$$

en donde ν_{H} es la frecuencia de ionización para el hidrógeno, y F_{ν} es el flujo de Eddington dado por WM-Basic. Calculamos entonces el número de fotones

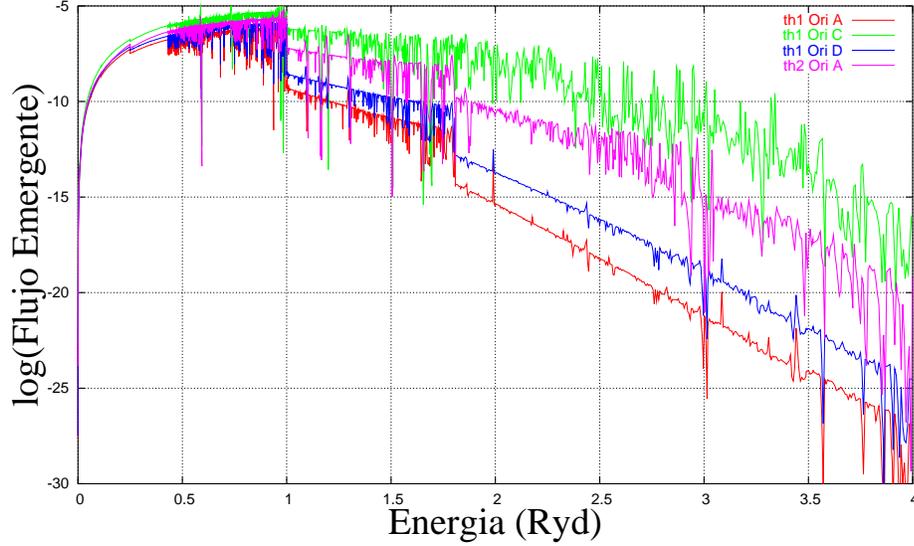


Figura 5.3: Espectros de las estrellas del Trapecio y de θ^2 Ori A

ionizantes, Q_H (s^{-1}),

$$Q_H = 4\pi R_{\text{star}}^2 \int_{\nu_H}^{\infty} \frac{F_\nu}{h\nu} d\nu \quad (5.2)$$

A modo de comparación también calculamos el Q_H que se obtendría para las mismas estrellas si las considerásemos como cuerpos negros, en este caso empleamos como F_ν la función de Planck

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (5.3)$$

en donde h es la constante de Planck, c es la velocidad de la luz y T la temperatura de la estrella. Estos resultados los comparamos con los resultados de Díaz-Miller et al. (1998) quienes han graficado el número de fotones ionizantes por segundo, calculados por diferentes autores y diferentes modelos para estrellas calientes. La figura 5.4 es la que presentan Díaz-Miller et al. (1998) en su estudio, los círculos y las cruces en colores son nuestros datos que sobrepusimos a la gráfica. Panagia (1973) calculó la tasa de fotones ionizantes para estrellas de la secuencia principal de edad cero (ZAMS), OB de diferentes clases de luminosidad usando tres diferentes modelos; uno en ETL y sin efecto blanketed, otro en NETL y con efecto blanketed y un último

en ETL con efecto blanketed. Thompson (1984) calculó el número de fotones ionizantes para estrellas de la ZAMS usando modelos de atmósferas estelares de Kurucz (1979), los cuales son modelos en ETL e incluyen line blanketing, en sus calculos tomó una gravedad de $\log g = 4$ y abundancias solares. Vacca, Garmany y Shull (1996) usaron los resultados de modelos de atmósferas estelares aplicados a estrellas calientes para calibrar la T_{eff} y la gravedad para estrellas tipo OB. Lo que hicieron fue obtener la calibración de la magnitud visual, M_v . Con sus resultados y con el modelo de Kurucz calcularon la luminosidad de fotones ionizantes. El mismo modelo lo utilizaron Díaz-Miller et al. (1998) sus resultados están representados por la línea sólida en la gráfica. Nuestros resultados son muy parecidos a los resultados de Díaz-Miller et al. (1998). Un trabajo reciente sobre la calibración de parámetros estelares de estrellas O lo llevaron a cabo Martins, Schaerer y Hillier (2005), ellos tomaron metalicidades solares, no ETL, tomaron en cuenta los vientos y el efecto de línea blanketing. Las T_{eff} las calcularon de dos manera una observacional en donde tomaron los estudios más recientes de espectroscopía de estrellas masivas, y la otra fue teórica donde usando modelos calculados por el código CMFGEN (Hillier y Miller 1998). Encontraron la luminosidad, el radio, la masa y el flujo ionizantes en términos del tipo espectral y la clase de luminosidad. Sus resultados los compararon con los de Vacca, Garmany y Shull (1996) encontraron que por introducir el efecto de line-blanketing, las T_{eff} fueron más bajas que las calculadas por Vacca, Garmany y Shull (1996), además que la corrección bolométrica, la luminosidad y el flujo de fotones ionizantes fueron menores que los de Vacca, Garmany y Shull (1996).

5.2. Cloudy

Para hacer una comparación de los cocientes de línea observados de las regiones mostradas en la figura 5.1 con modelos de fotoionización, lo que hicimos fue reproducir el espectro emitido de la región H II de Orión usando el código Cloudy (versión C05.07) desarrollado por Gary Ferland (2000), este código de transferencia radiativa fue diseñado para simular las condiciones físicas (ionización, densidad, temperatura) de un gas que es calentado e ionizado por el campo de radiación de un objeto central y predice su espec-

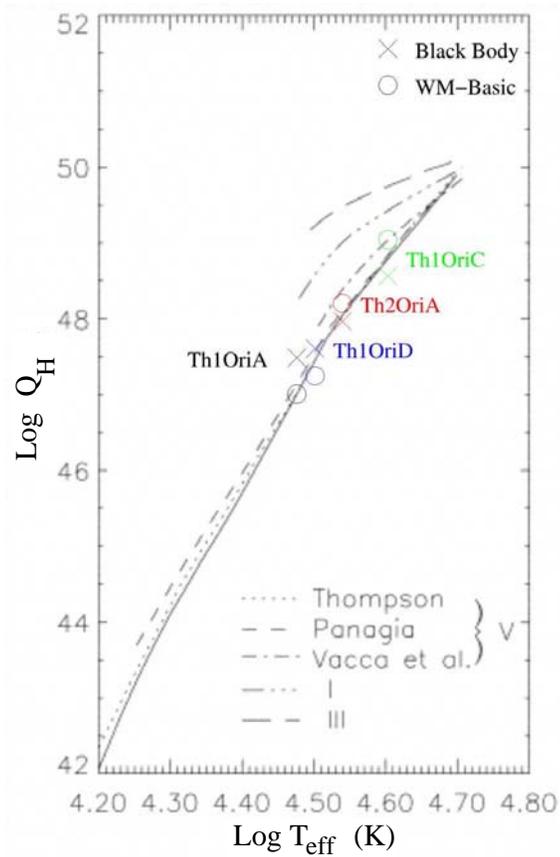


Figura 5.4: Luminosidad de fotones ionizantes de cuerpo Negro y los calculados con WM-Basic, Díaz-Miller (1998)

tro emitido. Esto lo hace resolviendo las ecuaciones de equilibrio estadístico (balance entre los procesos de ionización y recombinación) y térmico (balance entre los procesos de calentamiento y enfriamiento). Los procesos de ionización incluyen la fotoionización, la ionización colisional y la transferencia de carga y se supone equilibrio estático de ionización. Los procesos de recombinación incluyen la recombinación radiativa, dielectrónica de baja y alta temperatura, recombinación de tres cuerpos y la transferencia de carga. Los electrones libres se suponen que tienen una distribución de velocidad Maxwelliana con una temperatura cinética determinada por el balance en-

tre los procesos de calentamiento (fotoeléctrico, mecánico, rayos cósmicos, etc) y el enfriamiento (predominantemente colisiones inelásticas entre electrones y otras partículas). La transferencia radiativa de línea y de continuo se resuelven simultáneamente (Ferland et al. 1998).

Para usar el código se deben de especificar:

- la forma del continuo incidente. Esta se puede establecer por formas fundamentales como por ejemplo tomar la radiación de cuerpo negro o interpolado por tablas de puntos que forman el continuo, este fue nuestro caso, las tablas fueron las que obtuvimos de código WM-Basic
- la intensidad del continuo incidente. Este puede ser dado como un flujo de energía, como un flujo de fotones o como la luminosidad radiada por el objeto central.
- la composición química del gas. El código toma la composición solar si no se especifica otra cosa, pero se puede especificar cualquier composición arbitraria.
- la geometría del gas. La distribución de densidad puede ser abierta o cerrada.

Usamos el código para modelar una región H II tipo blister, en el modelo de blister θ^1 Ori C está proxima a la pared de OMC-1, el frente de ionización choca con la nube molecular y el gas se mueve hacia nosotros alejándose de la nube (Zuckerman 1973). Consideramos también estado constante, densidad constante y geometría plano paralela. Cloudy nos permitió usar la composición de los granos usada por Baldwin et al. (1991), compuestos principalmente por granos de polvo de grafitos y silicatos con tamaños de $0.03 \mu\text{m}$ para considerar los efectos del polvo sobre el balance térmico de la región H II. Los modelos fueron especificados por tres parametros: la forma del espectro ionizante, la geometría de la nebulosa y la abundancia de los elementos químicos del gas.

- **Espectro ionizante:** Para la red de modelos tomamos dos diferentes espectros, uno formado de la suma de las tres estrellas principales del Trapecio (θ^1 Ori A, θ^1 Ori Cy θ^1 Ori D) y para el otro tomamos el

espectro de θ^2 Ori A. Calculamos los espectros de estas estrellas usando el código de atmósferas estelares WM-Basic.

- **Geometría de la nebulosa:** La geometría de la nebulosa en nuestros modelos fue geometría plano paralela puesto que la emisión que observamos de Orión viene de una atmósfera delgada (Wen & O'Dell 1995) por lo que se puede aproximar esta capa por modelos plano paralelos. Tomando una densidad constante para simplificar el modelo aunque la densidad sí está variando. También incluimos un modelo con geometría esférica para modelar la región alrededor de θ^2 Ori A del que hablaremos más adelante.
- **Abundancias químicas** Tomamos las abundancias para la nebulosa de Orión establecidas por Baldwin et al. (1991) en sus modelos de fotoionización.

Una vez establecido lo anterior, quedan como parámetros libres del modelo la densidad total de hidrógeno, el número de fotones ionizantes, y la distancia del Trapecio a la cara iluminada de los modelos, R . Los datos de entrada de Cloudy están dados en las tablas 5.6 y 5.7 que muestran los parámetros para cada modelo donde h es el ancho de la capa de gas ionizado y la densidad la variamos tomando los valores de la tabla 5.3. La red de modelos consta de modelos esféricos (donde $R = R_1$ es el radio interno y R_2 el radio externo, que es el radio de Strömgren) y de planos paralelos (R representará la distancia del trapecio a la cara iluminada del modelo y h será el ancho de la capa de gas ionizado).

De la tabla 5.5 sabemos que Q_H de las tres estrellas del Trapecio es $1.08 \times 10^{49} \text{ s}^{-1}$, y podemos calcular el flujo de fotones ionizantes de las estrellas del Trapecio a tres diferentes distancias, de tal manera que abarquemos las regiones que se encuentran cerca del Trapecio como aquellas lejanas al FPI, de las ecuaciones (5.1) y (5.2) encontramos que,

$$\phi_H = \frac{Q_H}{4\pi R^2} \quad (5.4)$$

por lo que,

$$Q_H = \begin{cases} 10^{13} \text{ s}^{-1} & \text{para } R = 2.93 \times 10^{17} \text{ cm} = 45.45'' \\ 10^{12} \text{ s}^{-1} & \text{para } R = 9.27 \times 10^{17} \text{ cm} = 143.73'' \\ 10^{11} \text{ s}^{-1} & \text{para } R = 2.93 \times 10^{18} \text{ cm} = 454.51'' \end{cases}$$

Calculamos el ancho de la capa de gas ionizado, h , para los modelos planos paralelos, suponiendo que el gas es de puro hidrógeno y que está completamente ionizado, $N_e = N_i$, (el ancho para cada modelo es dado en la tabla 5.7), tenemos que,

$$\phi_H = \int_0^h \alpha_B N_e N_i dz \quad (5.5)$$

donde h es el ancho, α_B es el coeficiente de recombinación ($\alpha_B = 2.59 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$), de aquí

$$h = \frac{\phi_H}{N_e^2 \alpha_B} \quad (5.6)$$

para los modelos esféricos obtuvimos el radio externo,

$$\phi_H = 4\pi \int_0^{R_2} \alpha_B N_e N_i r^2 dr \quad (5.7)$$

por lo que,

$$R_2 = \left(\frac{3Q_H}{4\pi\alpha_B N_e^2} \right)^{1/3} \quad (5.8)$$

donde R_2 es el radio exterior del modelo.

El resultado final fueron 11 modelos con simetría esférica y 3 modelos planos paralelos. El modelo 2 es el único en que se tomó como fuente ionizante a θ^2 Ori A. Con las líneas de emisión que el código dio como salida, hicimos los cocientes de líneas de [O I]/[S II]($\lambda 6716 + \lambda 6731$) y [S III]/[S II]($\lambda 6716 + \lambda 6731$) para los diferentes modelos. Como mencionamos al inicio del capítulo lo que queremos es comparar los cocientes observados con los modelos de Cloudy para poder analizar de una manera detallada las diferentes regiones. Entonces graficamos junto con los cocientes de línea teóricos los cocientes de línea observacionales de las regiones que se muestran en la figura 5.1. Las gráficas 5.5 y 5.6 muestran los resultados, los círculos son los datos observacionales (tomamos dos muestras para cada región por eso hay pares o hasta

Modelo	$\log N_H$ cm^{-3}	$\log(Q_H)$ s^{-1}	R "	R_2 "	[O I]/[S II]	[S III]/[S II]
1	2.50	49.03	454.51	716.65	0.052	0.029
2	2.50	48.33	1.55	418.77	0.033	0.051
3	3.25	49.03	143.73	226.62	0.071	0.065
4	3.00	49.03	143.73	332.64	0.062	0.061
5	3.25	49.03	45.45	226.62	0.076	0.107
6	3.00	49.03	45.45	332.64	0.0648	0.838
7	3.25	49.03	143.7	226.62	0.071	0.065
8	3.25	49.03	45.45	226.62	0.045	0.084
9	3.50	49.03	45.45	154.40	0.094	0.138
10	3.80	49.03	45.45	97.42	0.131	0.189
11	4.00	49.03	45.45	71.66	0.169	0.230

Tabla 5.6: Parámetros de modelos de fotoionización de Cloudy con geometría esférica. Tomamos 430 pc como la distancia a Orión.

Modelo	$\log N_H$ cm^{-3}	$\log(Q_H)$ s^{-1}	R "	h "	[O I]/[S II]	[S III]/[S II]
12	3.50	49.03	143.73	59.86	0.060	0.118
13	4.00	49.03	143.73	5.99	0.103	0.109
14	3.80	49.03	143.73	15.03	0.079	0.111

Tabla 5.7: Parámetros de los modelos de fotoionización de Cloudy, con geometría plano paralela.

3 datos con círculos del mismo color) y las barras de error indican el tamaño de las incertidumbres observacionales.

Presentamos los resultados de los modelos con sumas acumulativas, para mostrar la región en donde posiblemente caerían los datos observacionales. El procedimiento fue el siguiente, sacamos la integral de la emisividad de cada línea, para los dos tipos de modelos, para los planos paralelos la integral es,

$$\int I_\nu dz \quad (5.9)$$

para geometría esférica, tomamos

$$4\pi \int I_\nu r^2 dr \quad (5.10)$$

donde dz es la profundidad geométrica obtenida por Cloudy y la I_ν es la emisividad de cada línea. Hicimos dos integrales, una para la región más ionizada y la otra para la de baja ionización para las líneas de [O I],[S II]($\lambda 6716 + \lambda 6731$) y [S III]. Lo anterior se calculó usando Python. Con estos resultados calculamos los cocientes de línea y obtuvimos los modelos presentados en las figuras 5.5 y 5.6. Para entender la representación de los modelos, por ejemplo, fijémonos en el modelo 2 de la figura 5.5, la línea inferior del modelo corresponde a la emisión de cada zona en la estructura del modelo. Las líneas superior e inferior son las sumas parciales (ecuación (5.9) o ecuación (5.10) según sea el caso), la curva de arriba representa las zonas más cercanas a la cara iluminada de la nube y la curva de abajo muestra las zonas menos ionizadas. El punto de intersección de las sumas parciales es el cociente de línea que corresponde a la emisión total del modelo, los datos de este punto para cada modelo los hemos puesto en las tablas 5.6 y 5.7.

Los resultados globales de estos modelos son que vemos el mismo comportamiento que observamos en la figura 5.2, que la densidad va aumentando en la dirección que aumenta el cociente de [O I]/[S II] (por ejemplo, los modelos 4 (color negro) y 3 (color rojo) de la figura 5.5, segundo panel, se aumenta la densidad y el modelo se mueve a la derecha en la dirección de mayor [O I]/[S II]) que es la dirección esperada por razones es de densidad crítica. Cuando aumentamos ϕ_H el modelo se mueve a un [S III]/[S II] más grande y las partes más ionizadas dejan de coincidir de un modelo a otro (ver figura 5.5, por ejemplo modelos 4 y 6).

El modelo 1 (figura 5.5) solo modela un dato de la región de la capa difusa sureste, pero en realidad, no se puede decir que esté siendo excitada por θ^1 Ori C. Parece ajustarse mejor al modelo 2 con θ^2 Ori A como fuente ionizante, cae en la región de alta ionización del modelo. Las flechas indican que las barras de error son muy grandes puesto que tanto [O I] como [S III] son límites superiores ya que no hay emisión de la capa difusa en nuestros mapas de intensidad para estas líneas, por lo que tomamos la mínima intensidad detectada para esa región.

Las regiones de densidades entre $10^{3.0}$ y $10^{3.25}$ cm^{-3} las pusimos en la figura 5.5 (panel de abajo). Estas regiones son, el nudo de la Barra Brillante localizado en el SW de θ^1 Ori C centrado a $(+18, -135)$ (representado en el modelo con la etiqueta “Bar Knot”), este cae en el modelo 3 (color rojo) en la región de emisión total del modelo. El desdoblamiento de la Barra Brillante da dos filamentos N y S, el filamento N es de mayor densidad que el del Sur (filam Sur) razón por la cual no aparece en esta gráfica, sólo aparece el filamento S que cae en la región del modelo integrado (modelo 4). La Repisa Roja formada por las regiones que llamamos “filam 1” (está justo arriba del filamento N), “filam 2” y “filam 3” (mucho más al norte del filamento N) corresponden a diferentes partes del modelo 5 y 6 cayendo el filam 3 en la parte más ionizada del modelo 5 (verde), es el que está recibiendo los fotones ionizantes directamente mientras que los otros filamentos tienen una Q_H menor, para este filamento el modelo 5 parece ser el indicado, todas las demás regiones se ajustan al modelo 6 (azul).

De la figura 5.6, las regiones del Arco Grande siguen al modelo 10 (verde). El arco grande E caen en la zona de más alta ionización del modelo mientras que el nudo del arco (“Knot BA”) apenas si el modelo la puede ajustar. Las dos barras brillantes (la barra brillante E-W etiquetada como IF Este y la barra brillante E con etiqueta IF norte) en figura 5.5) (vease figura 4.1) son ajustadas por el modelo 9 (verde), el IF Norte está cerca de la zona más ionizada del modelo y el IF Este, que presenta mayor emisión en [O I] que las demás barras, caen en la parte central del modelo integrado. La Barra Brillante en el E (Bar E) cae en el cociente de línea que corresponde a la emisión total del modelo 12 (rojo) como era de esperarse, se ajustó a un modelo plano paralelo, nos dice que esta región se encuentra a una distancia

de la estrella de $142.73''$ y viene de una región no tan gruesa, $59.86''$. El “filam N” es ajustado por el modelo 7 cae exactamente en la parte integrada del modelo, se encuentra en los modelos que están más alejados de θ^1 Ori C.

Las regiones de más alta densidad son los objetos HH, las partes más cercanas al Trapecio (Trap y up-trap) y la región que se encuentra a $30''$ W del Trapecio (West/T) que es la zona más brillante de la nebulosa. Los HH están lejos del frente principal de ionización, para modelarlos necesitamos el modelo entero, así encontramos que HH 203 sigue al modelo plano paralelo 13 (rojo), se encuentra en la región del modelo integrado, según el modelo viene de una región angosta de $5.99''$ de la nube. Debido a la densidad del HH528 que es menor que la de HH 203, tomamos el modelo 14, que es plano paralelo, para representar a HH 528, el cual cae en la zona del modelo integrado y corresponde a la emisión de una capa muy delgada del modelo, $\approx 15''$. Ambos HH caen en los modelos que representan las zonas más alejadas de la θ^1 Ori C, a una distancia de $143''$.

Las últimas regiones por estar cerca del Trapecio, necesitan estar representados por flujos más altos, modeladas por el modelo 11 (azul). Las regiones más cerca del Trapecio (Trap y up-trap) caen en la zona más ionizada del mismo. La zona que etiquetamos como West/T (figura 5.6) es la zona más densa de todas las regiones aquí estudiadas, se ajustaron al modelo 11, que representa flujo grande de fotones ionizantes de $10^{13} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ y alta densidad. Esta región se encuentra en la región de más baja ionización para el modelo.

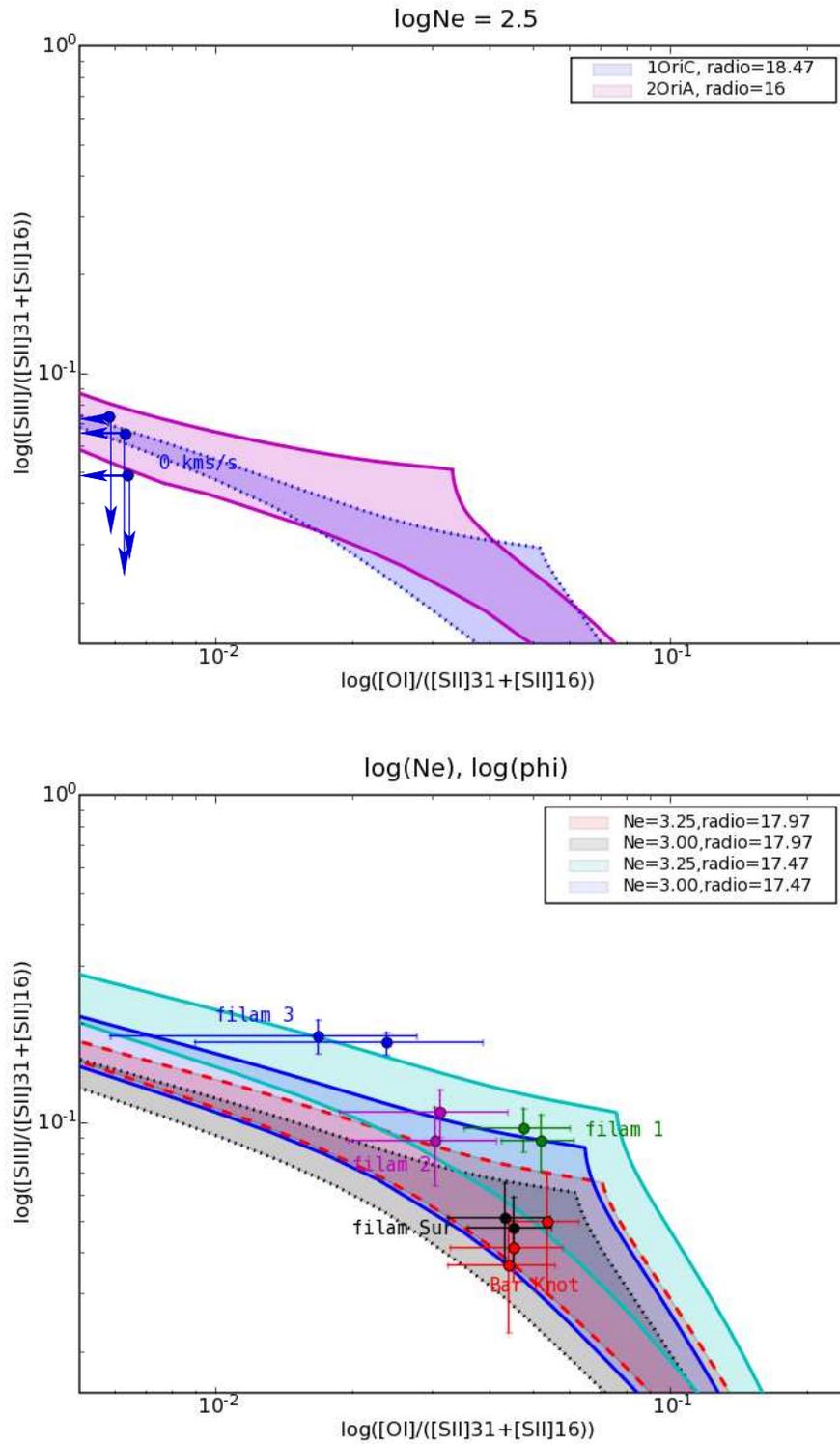


Figura 5.5: Observaciones y modelos de Cloudy para baja e intermedia densidad

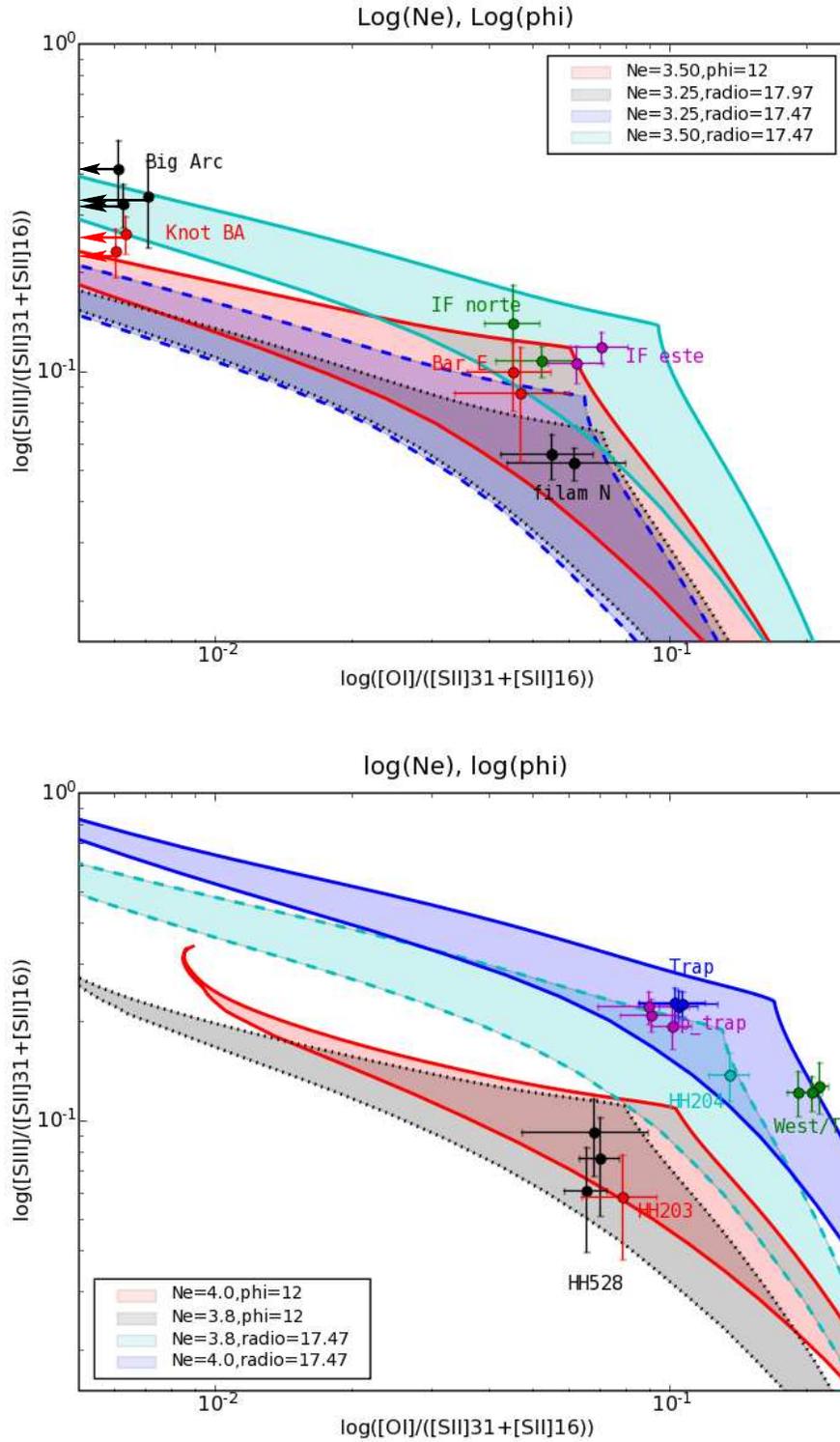


Figura 5.6: Observaciones y modelos de Cloudy para intermedia y alta densidad

6

Conclusiones

Lo que se hizo en esta tesis fue espectroscopía integral de campo sobre la nebulosa de Orión en cuatro líneas ópticas de emisión, [O I], el doblete de [S II] y [S III]. Las temporadas de observación tuvieron lugar en octubre del 2002, enero 2003 y diciembre del 2003 en el Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Mártir, B. C., México. Para el doblete de [S II] también usamos datos del Observatorio Nacional de Kitt Peak (37 espectros). Contando con una muestra en total de 92 espectros para [S II] y 60 para [O I] y [S III] ambas líneas se observaron simultáneamente gracias su la proximidad en longitud de onda. Hicimos mapas de isovelocidad y de momentos. Reproducimos los primeros mapas de densidad electrónica resueltos en velocidad de la nebulosa. Los mapas revelaron tanto estructuras que ya habían sido estudiadas como nuevas regiones no exploradas.

Para entender algunas de las regiones de interés hicimos modelos de fotoionización del Código Cloudy y nuestras principales conclusiones son:

Encontramos siete estructuras parecidas a la barra brillante en la nebulosa, todas presentan una morfología lineal son estructuras de gran escala y también encontramos unas más pequeñas que nombramos “Minibarras”. Hicimos modelos de fotoionización para la Barra Brillante que la ajustó un modelo con un flujo de fotones ionizantes igual a $10^{12} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ y una densidad de $10^{3.25} \text{ cm}^{-3}$. Para la barra brillante E-W y para la barra brillante E, se ajustaron a un modelo con densidad de $10^{3.5} \text{ cm}^{-3}$ y con un flujo de fotones ionizantes de $10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, estos modelo se encuentra a una distancia de las

estrellas del Trapecio de $45.45''$ alcanzando un radio de Strömgen de $154''$.

Identificamos seis filamentos de baja ionización; algunos presentan un brillantamiento al limbo. Proponemos como posibles orígenes de los filamentos, que se deban a que el gas está emitiendo en diferentes canales de velocidad o que sean debidos a la extinción de concentraciones de polvo embebido en el gas ionizado. Encontramos una relación entre los filamentos y las barras brillantes.

Proponemos que la Repisa Roja se deba a la extinción por la nube molecular SW. Según los modelos de Cloudy, la parte de la Repisa Roja que está más al norte es la que recibe directamente los fotones ionizantes mientras que las demás regiones que se encuentran hacia el S (filam1 y filam2 de la figura 5.1) no las alcanzan dichos fotones.

Sugerimos que el arco grande puede representar una cáscara chocada donde el flujo de la Barra Brillante y la Repisa Roja interactúan con los flujos del núcleo de la nebulosa o puede representar la interacción entre estos flujos y el viento estelar de θ^1 Ori C. Los modelos muestran que el Arco Grande sí está siendo excitado por θ^1 Ori C, cae en un modelo de fotoionización con simetría esférica con distancias de $\approx 45.45''$ es una región que se encuentra cerca del Trapecio, presentando una $N_e \approx 10^{3.5} \text{ cm}^{-3}$.

La Capa azul difusa Sureste es una región de baja ionización, es más prominente en [S II] que en las otras líneas. De hecho es difícil detectarla en aquella líneas. Presenta una $V_{\text{hel}} = 0 \text{ km s}^{-1}$. Vimos que esta es una región separada en velocidad del FPI. Un modelo para una región H II tipo blister con geometría esférica de radio de 10^{16} cm excitada por la estrella θ^2 Ori A fue el que ajustó a la capa difusa. Lo que implica que la componente difusa está siendo excitada por la estrella θ^2 Ori A y no por θ^1 Ori C.

Identificamos un arco muy débil de emisión de [S II] corrido al azul localizado a $10''$ S del choque de proa de HH 204, al que llamamos “Arco Azul Sur”, el cual se distingue de la emisión de la capa azul difusa. Esta estructura posiblemente se deba a un choque de proa debido al mismo flujo que da origen a HH 203 y HH 204.

6.1. Trabajo a Futuro

Lo primero que quisimos hacer fue determinar la densidad electrónica de la zona completamente ionizada de la nebulosa de Orión a partir del cociente de intensidad de las líneas de [O II] para completar las densidades que obtuvimos con el doblete de [S II]. Aún sabiendo las complicaciones que tendríamos con el Mezcal por observar en la banda U (apéndice C), llevamos a cabo las observaciones en febrero del 2006, por desgracia no obtuvimos buenos espectros por razones dadas en el apéndice C, por lo que abandonamos el proyecto.

Aún nos falta hacer el análisis de características de alta velocidad, proponemos hacer los mismos mapas en isovelocidad como lo hicimos en esta tesis (figuras 3.2, 3.3), pero ahora en rangos diferentes de velocidad, por ejemplo que abarquemos intervalos -150 a -20 km s^{-1} para poder estudiar los objetos HH, los jets y los objetos de DOH04 calculando su densidad electrónica y grado de ionización.

Sería interesante hacer modelos para choques de proa y encontrar evidencias de multiples choques en HH 203/204 que puedan explicar los cambios en la dirección del jet de HH 203.

Se necesita analizar los filamentos de baja ionización con los datos observacionales de DOH04, en las líneas de [N II], $\text{H}\alpha$ y [O III] junto con las imágenes del HST de la WFPC2, para poder explicar su origen.

Para apoyar la posibilidad de que el Arco Grande es la interacción del flujo del núcleo de la nebulosa con la Barra Brillante en el lado E y con la Repisa Roja necesitamos hacer simulaciones hidrodinámicas que apoyen lo anterior.

Hemos visto que la componente difusa sureste corrida al azul hacia el N de la nebulosa se vuelve difícil de estudiar debido a que encontramos emisión del Arco Grande a casi la misma velocidad heliocéntrica por lo que tenemos que mapear esta componente en una escala mucho más grande de la que tenemos.

Finalmente tenemos que hacer modelos tridimensionales para saber el comportamiento de las diferentes regiones que estudiamos en la sección 5 y ver como cambiarían las cosas con un modelo 3-D.

A

Conceptos fundamentales

A.1. Líneas de Emisión

Consideremos un sistema con dos niveles de energía, el nivel 1 con una energía, E , y el nivel 2 con energía $E+h\nu_0$. Las posibles transiciones que puede tener el sistema se expresan en términos de los coeficientes de Einstein, A_{21} , B_{21} , B_{12} , que dan la probabilidad de transición entre estos dos estados. Tales transiciones pueden ser:

- **Emisión espontánea:** Ocurre cuando el electrón emite un fotón por caer del nivel 2 al nivel 1 aún sin la presencia de un campo de radiación, es decir, el sistema sufrió una desexcitación radiativa espontánea. Einstein definió el coeficiente A_{21} para esta transición como la probabilidad de transición por unidad de tiempo para una emisión espontánea (s^{-1})
- **Absorción:** Si un fotón con energía $h\nu_0$ es absorbido por el electrón, el electrón brinca del nivel 1 al nivel 2 y lo que tenemos es una fotoexcitación. Su coeficiente de Einstein es $B_{12}U$ donde U es la intensidad de radiación incidente.
- **Emisión Estimulada:** Se da por desexcitación inducida, pasan por el sistema una cantidad de fotones con energía $h\nu_0$, si el electrón se encuentra en el nivel 2 experimenta una desexcitación y el fotón emitido sale en la misma dirección que los anteriores. El coeficiente de Einstein

para esta transición es $B_{21}U$ definido como el número de desexcitaciones radiativas inducidas del nivel 2 al nivel 1 por segundo por partícula en el estado 2.

Existen otras maneras de excitar o desexcitar a un electrón, estas pueden ser por fotoionización, excitación colisional, recombinación y proceso de dos electrones. De todas estas, la excitación colisional de líneas prohibidas (llamadas así por su baja probabilidad de que existan en condiciones normales puesto que se producen a temperaturas extremadamente altas y densidades muy bajas) son las más importantes en una región H II ya que solo se necesitan pocos electron voltios para excitar a los átomos pesados. Entonces si tomamos como la fuente primaria de excitación a las colisiones con electrones para un sistema con niveles de energía j y k , usando el coeficiente de excitación colisional γ_{jk} (probabilidad de que una transición del estado j al estado k ocurra, como resultado de una colisión, por unidad de densidad del campo de partículas) y los coeficientes de Einstein, la ecuación de estado constante será:

$$n_j \left\{ \sum_k (n_e \gamma_{jk} + B_{jk} U_\nu) + \sum_{k < j} A_{jk} \right\} = \sum_k n_k (n_e \gamma_{kj} + B_{kj} U_\nu) + \sum_{k > j} n_k A_{kj} \quad (\text{A.1})$$

En equilibrio termodinámico se obtiene la relación entre los coeficientes colisionales:

$$g_j \gamma_{jk} = g_k \gamma_{kj} e^{-E_{jk}/kT} \quad (\text{A.2})$$

donde g_j , g_k son los pesos estadísticos y $E_{jk} \equiv E_k - E_j$ con la convención de que el nivel k esta arriba del nivel j , así E_{jk} es positiva. Para un sistema con dos niveles y despreciando todas las transiciones radiativas inducidas, la ecuación (A.1) se reduce a

$$n_1 n_e \gamma_{12} = n_2 n_e \gamma_{21} + n_2 A_{21} \quad (\text{A.3})$$

Hagamos una pausa aquí y analizemos qué consecuencias tiene esta ecuación en términos de la Intensidad, I_{21} . Como $I_{21} \propto n_2 A_{21}$ sustituyendola en la ecuación (A.3) encontramos que,

$$I_{21} \propto \frac{n_1 n_e \gamma_{12}}{1 + \frac{n_e \gamma_{21}}{A_{21}}} \quad (\text{A.4})$$

de esa ecuación podemos definir la densidad crítica como:

$$n_{crit} = \frac{A_{21}}{n_e \gamma_{21}} \quad (\text{A.5})$$

lo que implica que tenemos dos relaciones para la intensidad en términos de la n_{crit} :

$$I \propto \begin{cases} n^2 & \text{si } n_{crit} \gg 1 \\ n & \text{si } n_{crit} \ll 1 \end{cases}$$

Esto es que las transiciones entre los límites de alta y baja densidad ocurrirán en la vecindad de la densidad crítica. Veamos su consecuencia en el cociente de Intensidades. Para esto usemos un sistema de 3 niveles. Despreciemos otra vez las transiciones inducidas y las transiciones directas entre los niveles superiores 2 y 3. Resolviendo la ecuación (A.1) para cada nivel:

$$n_1(n_e \gamma_{12} + n_e \gamma_{13}) = n_2 n_e \gamma_{21} + n_3 n_e \gamma_{31} + n_2 A_{21} + n_3 A_{31} \quad (\text{A.6})$$

$$n_2(n_e \gamma_{21} + A_{21}) = n_1 n_e \gamma_{12} \quad (\text{A.7})$$

Sustituyendo (A.6) en (A.7) y usando (A.2) encontramos el cociente de intensidades que es,

$$\frac{I_{31}}{I_{21}} = \frac{n_3 A_{31} h \nu_{31}}{n_2 A_{21} h \nu_{21}} = \frac{g_3 A_{31} \nu_{31}}{g_2 A_{21} \nu_{21}} \left[\frac{1 + A_{21}/n_e \gamma_{21}}{1 + A_{31}/n_e \gamma_{31}} \right] e^{E_{23}/kT} \quad (\text{A.8})$$

La figura A.1 muestra los niveles de energía del [O II] y del [S II], en el caso de [S II] las transiciones se hacen entre los niveles $^2D_{5/2}$ a $^4S_{3/2}$ y la otra transición es de $^2D_{3/2}$ a $^4S_{3/2}$, este par tiene aproximadamente la misma energía de excitación por lo que en la ecuación A.8 se puede despreciar el exponencial. Un punto importante es que la n_{crit} para I_{31} es diferente para I_{21} , por lo que el cociente de intensidades dependerá de la densidad electrónica.

Cabe mencionar que los resultados que usamos para calcular la densidad electrónica usando las líneas de [S II], se basan en modelos más completos de muchos más niveles que el modelo que se presenta en esta sección.

A.2. Equilibrio de Ionización

En esta sección daremos una revisión de los conceptos fundamentales de Osterbrock (1989).

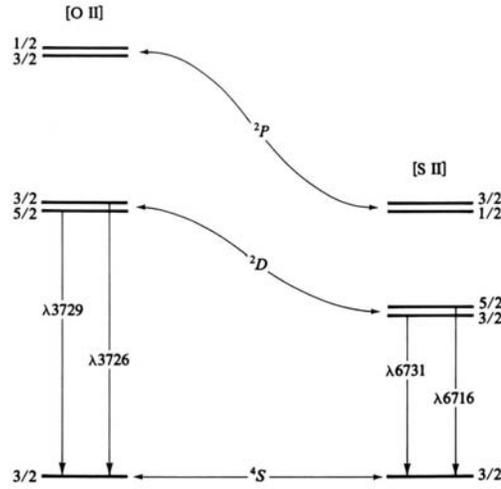


Figura A.1: Diagrama de niveles de energía del [O II] y del [S II].

Veamos lo que ocurre en una nebulosa, es decir, estudiemos los parámetros que van a controlar el estado de la nebulosa. Consideremos el caso más simple de una región H II, una estrella masiva dentro de una nube homogénea de puro H y estática, es decir, despreciamos los términos dinámicos y dependientes del tiempo (la velocidad del gas y las derivadas con respecto del tiempo, d/dt , serán cero). Los fotones provenientes de la estrella con frecuencia $\nu \geq \nu_0$ (donde ν_0 es la frecuencia que corresponde a una energía de 13.6 eV) ionizarán el H desde el nivel base. Al mismo tiempo tendrán lugar las recombinaciones de protones y electrones que crearán hidrógeno atómico. Tenemos que, el volumen de gas que la estrella puede ionizar está limitado al volumen en el cual la tasa total de recombinaciones será igual a la tasa en que la estrella emite fotones ionizantes, esto es el Equilibrio de Ionización,

$$N_{H^0} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(H^0) d\nu = N_e N_p \alpha(H^0, T) \quad (\text{A.9})$$

donde J_{ν} es la intensidad media de radiación (en unidades de energía por unidad de área, por unidad de tiempo, por unidad de ángulo sólido y por unidad de intervalo de frecuencia) en un punto. Así $4\pi J_{\nu}/h\nu$ es el número de fotones incidentes por unidad de área por unidad de tiempo y por unidad

de intervalo de frecuencia, y $a_\nu(\text{H}^0)$ es la sección eficaz de ionización para H para fotones con energía $h\nu$ (arriba del umbral $h\nu_0$) en la figura A.2 pusimos las secciones eficaces de absorción por fotoionización del H^0 , He^0 y He^+ . La integral por lo tanto representa el número de fotoionizaciones por átomo de H por unidad de tiempo. N_{H^0} , N_e y N_p son densidades por unidad de volumen de átomos neutros, de electrones y protones respectivamente, $\alpha(\text{H}^0, T)$ es el coeficiente de recombinación, entonces el lado derecho de la ecuación (A.9) da el número de recombinaciones por unidad de volumen y por unidad de tiempo y el izquierdo es el número de recombinaciones por unidad de volumen por unidad de tiempo.

Consideremos R el radio de la estrella y sea r la distancia a la estrella en algún punto, J_ν será reducida por,

$$4\pi J_\nu = \frac{R^2}{r^2} \pi F_\nu(0) = \frac{L_\nu}{4\pi r^2} \quad (\text{A.10})$$

donde tomamos que $r \gg R$. $F_\nu(0)$ es el flujo de radiación en la estrella, L_ν su luminosidad, ambas por unidad de intervalo de frecuencia, πF_ν es el flujo en la superficie de la estrella.

Sabemos que una estrella no puede ionizar de manera indefinida una nube de gas, por lo que habrá una zona de transición entre el material ionizado y el neutro cuyo espesor será la trayectoria libre media de un fotón,

$$d \approx \frac{1}{N_{\text{H}^0} a_\nu} \quad (\text{A.11})$$

este espesor es muy pequeño comparado con el radio de la nebulosa ionizada. Cuando se alcanza d se dice que estamos en presencia de una región H II completamente ionizada o de una “esfera de Strömgren” separada de la zona de H I (hidrógeno neutro) por una región de transición de espesor d .

A.3. Esfera de Strömgren

Consideremos el caso anterior de una nube de puro hidrógeno ionizado por una estrella. Además supongamos que todo el hidrógeno que está por ionizar se encuentra en su estado base 1^2S (número cuántico total, $n = 1$; número cuántico orbital, $l = 0 = S$, quiere decir que el electrón no tiene

momento angular y el superíndice indica las diferentes orientaciones posibles del spin del electrón, que es igual a $2s+1$, donde s es el número cuántico del momento angular de todos los spines del electrón, en este caso $s=1/2 \rightarrow$ que la multiplicidad = 2, el 2 indica un estado doblete). Adoptemos una sección eficaz de fotoionización del H como

$$a_\nu(\text{H}) \propto \begin{cases} \nu^{-3} & \text{si } \nu > \nu_1 \\ 0 & \text{si } \nu < \nu_1 \end{cases}$$

con $h\nu_1 = h\nu_0 = 13.6$ eV que es la energía umbral, la sección eficaz para el H^+ , He^0 y He^+ se muestra en la figura A.2, en la que vemos que decae rápidamente a $\lambda_0 = 912 \text{ \AA}$, lo que nos dice la gráfica es que los fotones con energía más grandes que el umbral penetrarán más adentro del gas de H antes de que sean absorbidos.

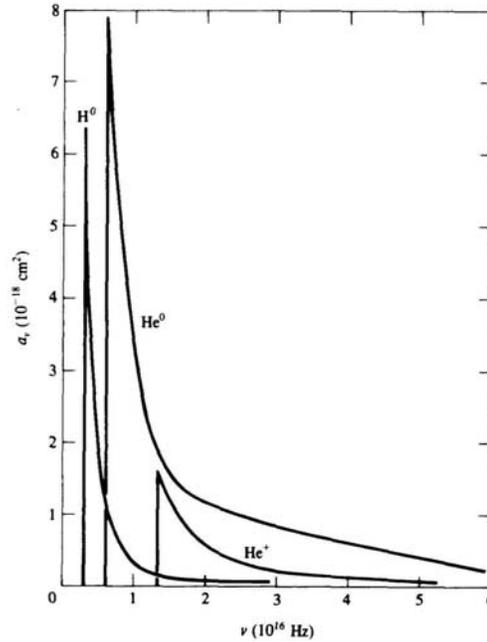


Figura A.2: Secciones eficaces de absorción por fotoionización del H^0 , He^0 y He^+ (Osterbrock, 1989)

Para resolver la ecuación (A.9) tenemos que sumar a la radiación de la estrella ionizante la radiación difusa que viene como consecuencia de la

recaptura de los electrones por los iones, entonces tenemos:

$$J_\nu = J_{\nu s} + J_{\nu d} \quad (\text{A.12})$$

por otro lado, la radiación estelar viene dada por la radiación que se emite en la superficie de la estrella atenuada por dos factores: el factor de dilución geométrica y la absorción de la radiación por el hidrógeno neutro,

$$4\pi J_{\nu s} = \pi F_{\nu s}(R) \frac{R^2 e^{-\tau_\nu(r)}}{r^2} \quad (\text{A.13})$$

donde $\tau_\nu(r)$ es la profundidad óptica de la nebulosa a la distancia r y R es el radio de la estrella (recordemos que no estamos considerando polvo), y,

$$\tau_\nu(r) = \int_0^r N_{H^0}(r') a_\nu dr' \quad (\text{A.14})$$

Respecto al campo de la radiación difusa, la única fuente de ionización del H, aparte de la estelar, viene de los fotones que se emiten en las recombinaciones directas al nivel fundamental del H, liberándose un fotón con una energía ligeramente superior a 13.6 eV. Entonces tenemos que el número total de estos fotones será igual al número total de recombinaciones al estado fundamental, con el coeficiente de recombinación total, $\alpha = \alpha_A$, siendo ahora α_1 (el coeficiente de recombinación directa al nivel fundamental). α_1 es menor que α_A por un factor de 2.6 para una $T_e = 10^4$ K. Aquí podemos tomar dos casos extremos: si consideramos a la nebulosa ópticamente delgada, podemos tomar como primera aproximación a $J_{\nu d} = 0$, es decir, todos los fotones del campo de radiación difusa escapan fuera de la nebulosa (Caso A). El otro caso extremo sería cuando la nebulosa es opaca, en la que cualquier fotón ionizante emitido es absorbido (Caso B). Las secciones eficaces de absorción de estos fotones con energías cercanas a 13.6 eV, son muy grandes, por lo tanto los fotones tienen un camino libre medio muy pequeño por lo que se hace una aproximación: los fotones del campo de radiación difusa se absorben en el mismo elemento de volumen donde se produjeron (aproximación “on the spot”), entonces bajo esta suposición tenemos que la ecuación de equilibrio de fotoionización queda como

$$\frac{N_{H^0} R^2}{r^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_\nu(R)}{h\nu} a_\nu e^{-\tau_\nu} d\nu = N_e N_p \alpha_B(H^0, T) \quad (\text{A.15})$$

con

$$\alpha_B(H^0, T) = \alpha_A(H^0, T) - \alpha_1(H^0, T) = \sum_2^{\infty} \alpha_n(H^0, T) \quad (\text{A.16})$$

lo que nos dice que en una nebulosa ópticamente gruesa las ionizaciones se compensan con las recombinaciones a los estados excitados de hidrógeno, mientras que las recombinaciones al estado fundamental generan fotones ionizantes que son absorbidos dentro de la nebulosa pero no tienen un efecto neto en el balance global de ionización.

Sustituyamos la ecuación (A.14) en la ecuación (A.15) e integrando sobre r ,

$$R^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}(R)}{h\nu} d\nu \int_0^{\infty} d(-e^{-\tau\nu}) = R^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}(R)}{h\nu} d\nu = \int_0^{\infty} N_e N_p \alpha_B r^2 dr \quad (\text{A.17})$$

ahora, supongamos que dentro de r_1 , la ionización es completa $N_p = N_e \approx N_H$ y que fuera de r_1 tenemos $N_p = N_e \approx 0$, integrando la ecuación (A.17),

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} d\nu = Q_H = \frac{4\pi}{3} r_1^3 N_H^2 \alpha_B \quad (\text{A.18})$$

encontramos que el radio de la esfera de Strömgen es,

$$r_1 = (3Q_H/4\pi N_H^2 \alpha_B)^{1/3} \quad (\text{A.19})$$

donde $4\pi R^2 \pi F_{\nu}(R) = L_{\nu}$ es la luminosidad de la estrella a la frecuencia ν (en unidades de energía por unidad de tiempo y por unidad de intervalo de frecuencia). La ecuación (A.18) nos dice que el número total de fotones ionizantes emitidos por la estrella, Q_H , compensa el número total de recombinaciones en los niveles excitados dentro del volumen ionizado de la esfera de Strömgen, con radio r_1 . El valor de r_1 tiende a aumentar conforme aumenta la luminosidad de la estrella y al disminuir la densidad.

A.4. Estructura de ionización

La estructura de ionización de una nebulosa está regida principalmente por los dos elementos más abundantes, el H y He. El potencial de ionización (PI) de He es $h\nu_2 = 24.6$ eV, mayor que el del H, el PI de He^+ es 54.4 eV la

mayoría de las estrellas calientes tipo O no emiten muchos fotones con $h\nu > 54.4$ eV por lo que la segunda ionización de He no tienen lugar en regiones H II para estas estrellas, sin embargo la situación cambia para estrellas tipo O3 cuya temperatura, 52500 K (Lang 1992), es suficiente para ionizar He^+ y tener una zona de He^{++} .

Los fotones con energías entre $13.6 < h\nu < 24.6$ eV sólo pueden ionizar hidrógeno pero fotones con energías de $h\nu > 24.6$ eV podrán ionizar tanto al hidrógeno como al helio. Como resultado se podrán tener dos diferentes tipos de estructura de ionización dependiendo del espectro de la radiación ionizante y la abundancia de He. Veamos dos casos extremos,

1. Si el espectro de entrada contiene una fracción grande de fotones con $h\nu > 24.6$ eV estos fotones dominarán la ionización del H y He, las fronteras exteriores de ambas zonas ionizadas coincidirán y habrá una única región de H^+ y He^+ (ver figura A.3, primera gráfica).
2. Si el espectro se concentra a frecuencias justo arriba de 13.6 eV y contiene solo pocos fotones con $h\nu > 24.6$ eV, entonces los fotones con energía $13.6 < h\nu < 24.6$ eV mantendrán al hidrógeno ionizado y los fotones con $h\nu > 24.6$ eV todos serán absorbidos por He. La estructura de ionización entonces consiste de una zona central pequeña de H^+ y He^+ rodeada una región grande de H^+ y He^0 (figura A.3, última gráfica, Osterbrock, 1989).

El radio para el cual el He deja de ionizarse viene dado por una ecuación análoga al H suponiendo que no hay absorción de H en la zona de He^+ (sin tomar en cuenta el polvo),

$$\int_{\nu_2}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} d\nu = Q_{\text{He}} = \frac{4\pi}{3} r_2^3 N_{\text{He}}^2 N_e \alpha_{\text{B}} (\text{He}^0) \quad (\text{A.20})$$

donde r_2 es el radio de la zona de He^+ . Cálculos de r_2/r_1 para $N_{\text{He}}/N_{\text{H}} = 0.15$ y $T = 7500$ K se muestran en la figura A.3, en donde se ve que para $T_{\text{star}} \geq 40000$ K, las zonas de H^+ y He^+ coinciden ($r_1 = r_2$) mientras que a temperaturas más bajas la zona de He^+ será mucho menor que la de H^+ ($r_2 < r_1$).

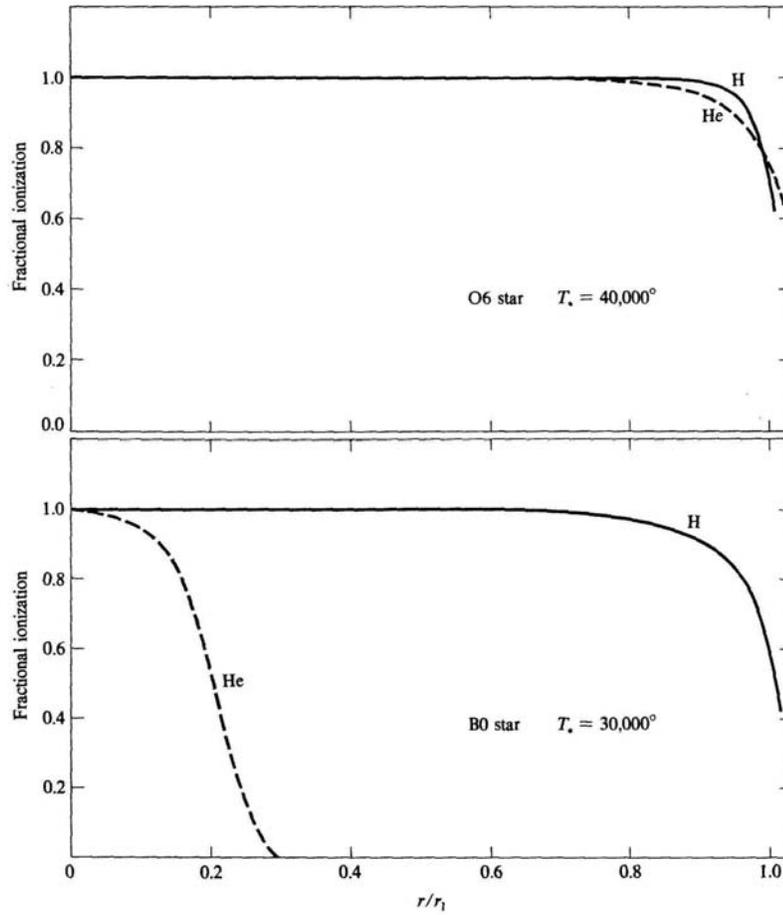


Figura A.3: Estructura de ionización para dos modelos de regiones H II (Osterbrock 1989)

La ionización de elementos pesados tales como O, Ne, C, N y Fe con abundancias muy pequeñas (del orden de 10^{-3} a 10^{-4}) que el H también presentan una ecuación de equilibrio de ionización similar a la del H, en donde J_ν tiene una parte que viene de la estrella y otra de la recombinación de H, He y He⁺. Además a_ν dependerá de varias frecuencias umbrales por ser iones con varios electrones.

A.5. Equilibrio térmico

En una nebulosa se producirá un equilibrio entre el calentamiento por fotoionización, $G(\text{H})$, y el enfriamiento por recombinaciones, L_R , y por la radiación principalmente de las líneas excitadas colisionalmente, L_C , de iones tales como O⁺, O⁺⁺ y N⁺ (ya que sus potenciales de excitación son del orden de kT), este equilibrio determinará la temperatura en cada punto de la nebulosa. La ecuación de equilibrio térmico es,

$$G = L_R + L_C + L_{FF} \quad (\text{A.21})$$

Cuando la densidad es baja, todos los términos de la ecuación A.21 son proporcionales a N_e y a la densidad de algunos iones, entonces, la temperatura de equilibrio será independiente de la densidad pero dependerá de la abundancia de algunos iones. En altas densidades empiezan a dominar las desexcitaciones colisionales que implica que la tasa de enfriamiento para una temperatura dada decrezca y la temperatura aumenta. Tendremos aumento de temperatura también cuando la abundancia de elementos pesados sea baja.

A.6. Frentes de Ionización

Estudiemos la evolución de una región H II desde el momento en que una estrella tipo O se prende esta empezará a ionizar al gas que la rodea y los fotones ionizantes podrán viajar a través del gas ionizado hasta que se encuentren con una cáscara de material neutro que los absorba. La frontera entre el medio neutro y el ionizado es el frente de ionización que se mueve

rápidamente hacia fuera de la nube conforme el gas se ioniza. Los parámetros físicos adelante y atrás del frente de ionización cambiarán. Para conocer estas discontinuidades tenemos que hacer uso de las ecuaciones de la dinámica de gases. Para esto, empecemos por considerar un frente de choque unidimensional que se propaga a través de un medio homogéneo con velocidad constante y adoptemos un marco de referencia que se mueve con el choque. Todos los parámetros físicos tales como la densidad (ρ), la velocidad del gas (v), la presión (p) y el grado de ionización adelante y atrás del choque los representaremos con los subíndices 0 y 1 respectivamente. Las ecuaciones que describen las discontinuidades en un frente de choque son las condiciones de salto de Rankine-Hugoniot, derivadas a partir de las ecuaciones de la dinámica de gases, las condiciones de salto se reducen a,

- Condición de conservación de masa.

$$\rho_0 v_0^2 = \rho_1 v_1^2 \quad (\text{A.22})$$

- Conservación de momento

$$p_0 + \rho_0 v_0^2 = p_1 + \rho_1 v_1^2 \quad (\text{A.23})$$

- Conservación de la energía

$$\frac{1}{2}v_0^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_0}{\rho_0} = \frac{1}{2}v_1^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_1}{\rho_1} \quad (\text{A.24})$$

que para un gas monoatómico, como es una región H II, $\gamma = 5/3$, mientras que para un gas diatómico $\gamma = 7/5$. Entonces tomando $\gamma = 5/3$,

$$\frac{1}{2}v_0^2 + \frac{5}{2} \frac{p_0}{\rho_0} = \frac{1}{2}v_1^2 + \frac{5}{2} \frac{p_1}{\rho_1} \quad (\text{A.25})$$

Para un frente de ionización de una región H II limitada por materia, los parámetros físicos cambiarán discontinuamente en el frente de ionización. Tenemos que las ecuaciones (A.23) y (A.22) aún se aplican para este caso, pero la ec. (A.24) es diferente porque a la energía se le tiene que sumar el gas que cruza el frente de ionización, esta cantidad de gas queda determinada por

el flujo de fotones ionizantes, ϕ_{H} , que llegan al frente, por lo que la ec. (A.24) queda como,

$$\frac{1}{2}v_o^2 + \frac{5}{2}\frac{p_0}{\rho_0} + \frac{1}{2}\phi_{\text{H}}^2 = \frac{1}{2}v_1^2 + \frac{5}{2}\frac{p_1}{\rho_1} \quad (\text{A.26})$$

Los frentes de ionización no son isotérmicos ya que las tasas de enfriamiento y calentamiento adelante y atrás del choque no son iguales. Usando la ecuación de estado para un gas ideal ($p = \rho kT/\mu m_{\text{H}}$) adelante y atrás del choque encontramos las temperaturas,

$$\frac{p_0}{\rho_0} = \frac{kT_0}{\mu_0 m_{\text{H}}} \quad (\text{A.27})$$

y

$$\frac{p_1}{\rho_1} = \frac{kT_1}{\mu_1 m_{\text{H}}} \quad (\text{A.28})$$

donde k es la constante de Boltzmann, m_{H} es la masa del hidrógeno, T_0 y T_1 quedan especificadas por las tasas de calentamiento y enfriamiento antes y después del choque respectivamente. Los μ 's son los correspondientes pesos moleculares medios.

Para entender el significado físico de los frentes de ionización y poder clasificarlos, tenemos que dar las condiciones de Rankine-Hugoniot en términos del número de Mach, M , que es el cociente entre la velocidad del choque con respecto al gas que se encuentra adelante del frente y la velocidad del sonido del gas, c_0 ,

$$M = \frac{|v_0|}{c_0}$$

donde la c_0 se expresa como,

$$c_0 = \left(\frac{\gamma p_0}{\rho_0}\right)^{1/2} = \left(\frac{\gamma k T_0}{\mu_0 m_{\text{H}}}\right)^{1/2} \quad (\text{A.29})$$

tenemos que para $M \rightarrow 1$ estamos hablando de un “choque débil” en donde el gas solo presenta una pequeña perturbación y se sigue propagando con la velocidad del sonido. Para $M \rightarrow \infty$ se dice que es un “choque fuerte” que se mueve con una velocidad supersónica.

Expresemos las ecuaciones (A.27) y (A.28) en términos de la velocidad del sonido, tomando $\gamma = 1$ en la ec. (A.29) y resolviendo para el cociente de densidades tenemos,

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{c_0^2 + v_0^2 \pm [(c_0^2 + v_0^2)^2 - 4c_1^2 v_0^2]^{1/2}}{2c_1^2} \quad (\text{A.30})$$

aquí llegamos a dos resultados, es decir, encontramos dos valores de velocidad que puede tomar el frente de ionización. Como estamos hablando de regiones H II tomemos la aproximación $c_1 \gg c_0$, entonces la ecuación de arriba queda

$$v_0 \geq c_1 + (c_1^2 - c_0^2)^{1/2} \equiv v_R \approx 2c_1 \quad (\text{A.31})$$

o

$$v_0 \leq c_1 + (c_1^2 - c_0^2)^{1/2} \equiv v_D \approx \frac{c_0^2}{2c_1} \quad (\text{A.32})$$

De estas dos últimas ecuaciones vemos que la forma del frente de ionización dependerá de los valores de v_0 que se calcula a partir de la ecuación (A.23). Estudiemos cada uno de los casos;

i) si $v_0 = v_R$ (velocidad crítica más alta, el R es para un gas enrarecido) la solución se llama “Frente crítico R”, en donde estamos hablando de un gas de baja densidad. Para un Q_H fijo el frente de ionización viajará con una velocidad igual a v_R . Para un frente de ionización tipo R la v_0 siempre será mayor que v_R , $\rho_1 > \rho_0$ y $v_0 > 2c_1$. Estos frentes se mueven supersónicamente en un gas no perturbado adelante de ellos. Expandamos la ecuación (A.30) despreciando c_0 y haciendo $v_0 \ll c_1$, tenemos

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \begin{cases} \frac{v_0^2}{c_1^2} (1 - \frac{c_1^2}{v_0^2}) \gg 1 \\ 1 + \frac{c_1^2}{v_0^2} \approx 1 \end{cases} \quad (\text{A.33})$$

estos dos casos son llamados frentes tipo R fuerte y débil respectivamente, se le llama tipo R fuerte porque el cambio relativo en la densidad es muy grande. Para el tipo R débil el movimiento del frente es supersónico relativo al gas adelante y atrás del frente se le llama débil porque el cambio en densidad es pequeño. De la ec (A.32) se obtienen las velocidades

$$v_1 = \begin{cases} \frac{c_1^2}{v_0} \ll c_1 \\ v_0 (1 - \frac{c_1^2}{v_0^2}) \approx v_0 \gg c_1 \end{cases} \quad (\text{A.34})$$

que nos dice que para un frente tipo R fuerte, la velocidad del gas ionizado atrás del frente es subsónica con respecto al frente y el cociente de densidad es grande, esta solución no es relevante ya que se necesita de algún mecanismo para mantener una velocidad grande hacia fuera del gas caliente comprimido atrás del frente, de lo contrario las perturbaciones en el gas ionizado atrás del frente lo alcanzarán y debilitarán. Por otro lado, en un frente tipo R débil la velocidad del gas ionizado atrás del frente es supersónica y el cociente de densidad es aproximadamente 1.

ii) Si $v_0 = v_D$ (velocidad crítica más baja) el frente se llama “Frente D crítico”, la D es para señalar gas de alta densidad, aquí $v_1 = c_1$ y el cociente de densidad cambiará por,

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{c_0^2}{2c_1^2} \quad (\text{A.35})$$

El frente de ionización comprimirá el gas hasta $v_0 < v_D$ en este frente tipo D ρ_1 será siempre menor que ρ_0 . Los frentes tipo D con $v_0 < v_D < c_0$ se mueven subsónicamente con respecto al gas adelante del mismo. El frente de ionización “tipo D débil” con un aumento muy pequeño en densidad corresponde al signo positivo en la ecuación (A.30). El “tipo D fuerte” en el cual $v_1 > c_1$ también se pueden producir.

El caso intermedio donde v_1 está entre u_R y u_D no puede existir a menos que un frente de choque aparezca y aumente ρ_0 por comprimir el gas neutro y reduce su velocidad de v_1 a u_D .

En resumen, la evolución de un frente de ionización desde el momento que se prende la estrella, será el siguiente; en el inicio el Q_H de la estrella ionizante será muy grande cerca de la misma, empezará a ionizar el gas y se formará un frente de ionización tipo R débil, la esfera de gas ionizado empezará a expandirse debido a la diferencia de presiones entre las regiones H II y la H I pero no aumenta la densidad ya que hay poco tiempo en el cual el gas se puede mover. Como el radio de la esfera ionizada, r_1 (radio de Strömgren, ver sección A.3) varía como $N_H^{-2/3}$ la cantidad de material ionizado aumenta conforme el gas se expande y el frente de ionización tipo R débil se moverá rápidamente a través del gas neutro. Los cambios de velocidad a través del frente de ionización son comparables con la velocidad del sonido

en la región ionizada. En este momento un frente de choque surge del frente de ionización que se alejará rápidamente y el frente de ionización cambiará a un tipo D crítico fuerte. Después de que se formó el choque y que se aleja del frente de ionización, ambos frentes se debilitan y el frente de ionización pasa a ser un tipo D débil y subsónico.

A.7. Diagnósticos de Densidad y Temperatura

Para encontrar la densidad electrónica de la nebulosa de Orión se siguió el método basado en los efectos de desexcitación colisional (Osterbrock 1989) que a continuación se explican.

Los iones tales como el $[\text{O II}]\lambda 3729/\lambda 3726$ y el $[\text{S II}]\lambda 6716/\lambda 6731$ son buenos trazadores de la densidad electrónica ya que emiten líneas desde diferentes niveles con aproximadamente la misma energía de excitación y sus tasas de desexcitación colisional son diferentes por lo que el cociente de estas líneas es sensible a la densidad (ver apéndice A sección A.1).

Para encontrar la curva del cociente de intensidad contra la densidad electrónica, N_e , (figura A.4) se tiene que resolver las ecuaciones de equilibrio de todas las transiciones de niveles incluyendo la excitación al nivel 2P (ver figura A.1) con sus subsecuentes cascadas hacia abajo. Una cosa que hay que notar que no se ve en la figura A.4 es que hay una pequeña dependencia en la temperatura ya que el cociente de intensidades depende de $N_e T^{1/2}$ (debido a los coeficientes colisionales que son los que dependen de la temperatura). La figura A.4 es válida para una temperatura de 10000 K, para otras temperaturas se debe de tomar la escala horizontal como $N_e(10^4/T)^{1/2}$.

Para determinar la temperatura electrónica se usan cocientes de líneas del mismo ión cuyas líneas surjan de dos diferentes niveles superiores con energías de excitación considerablemente diferentes, de tal manera que sus tasas relativas de excitación dependan fuertemente de la temperatura. Midiendo la intensidad de las líneas emitidas por estos niveles se puede medir la temperatura electrónica en una nebulosa. Los trazadores de temperatura en una nebulosa son el $[\text{O III}]$ y $[\text{N II}]$.

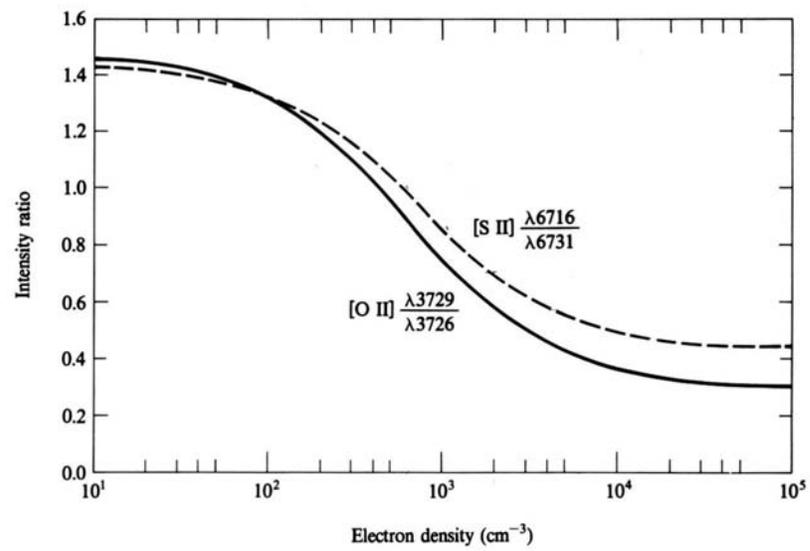


Figura A.4: Cocientes de intensidad de [O II] (línea sólida) y de [S II] (línea punteada) como funciones de la N_e a $T=10,000$ K.

B

Objetos Herbig-Haro

B.0.1. HH 201

HH 201 fué descubierto por Gull et al. (1973) mientras comparaban varias placas de M42 tomadas con la cámara “Kron electronographic” con el telescopio de 0.9 m de Kitt Peak, en varias longitudes de onda. Al observar las placas de [O I] $\lambda 6300$ encontraron un objeto extendido en el noroeste del Trapecio. Subsecuentes observaciones en [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$ confirmaron que la emisión en esa línea sí venía de ese objeto extendido. Por lo que analizando su espectro y la densidad electrónica, llegaron a la conclusión de que estaban en presencia de un objeto Herbig-Haro que se encontraba en frente de la nebulosa de Orión.

Münch y Taylor (1974) en un estudio de imágenes de la nebulosa de Orión usando el 1.5 m Telescopio Ritchey-Chrétien del observatorio Palomar y filtros de interferencia de $\lambda\lambda 6300, 8450$, encontraron que a HH 201 lo formaban dos fuentes o dos nudos; uno al Norte y otro en el Sur. Estudios más recientes como los de O’Dell et al. (1997) quienes usaron imágenes del *HST* en los filtros de [S II] y [O I], confirmaron que HH 201 es la superposición de dos choques de proa. Más tarde Jones y Walker (1985) proponían que su fuente excitadora fueran las fuentes infrarrojas jóvenes provenientes de la OMC-1, como son el objeto Becklin-Neugebauer, BN, o la fuente infrarroja compacta más brillante y más joven del grupo, IRc2. Midieron su movimiento propio llegando a la conclusión de que HH 201 se estaba alejando de ese grupo y

encontraron también la distancia entre él y su fuente generadora que fue de 0.2 pc. Graham, Meaburn y Redman (2003) observaron que HH 201 es la punta de uno de los dedos de H₂. El problema fue explicar la relación de este objeto con las balas de H₂, ya que existía un modelo (Hartigan, Raymond y Hartmann 1987) para explicar el origen de HH 201, en el cual se suponía que se formó a partir de una bala supersónica eyectada por una estrella recién formada, esta bala produciría entonces un choque de proa en el medio interestelar, este modelo ajustó el perfil de línea de [O I] λ 6300 de HH 201 pero no pudo modelar la emisión de H₂ (a altas velocidades, $\approx 100 \text{ km s}^{-1}$). Lim et al. (2002) en un intento de solucionar el problema demostraron que si se suponía un flujo gradualmente acelerado en lugar de una bala acelerada instantáneamente, se podría obtener el hidrógeno molecular a las velocidades observadas. En este modelo la emisión óptica se genera atrás del choque con un tamaño menor que el observado. Hartigan, Raymond y Hartmann (1987) también suponen que posiblemente HH 201 (tomando en cuenta otros HH clásicos modelados por Raga y Böhm, 1985, que se forman de un jet colimado que presenta choques internos) se originó en una región ya chocada anteriormente y que la excitación de H₂ podría ser debida a choques débiles.

B.0.2. HH 202

HH 202 está localizado en la parte noroeste de θ^1 Ori C, fue descubierto por Cantó et al (1980) en un estudio de [S II] y [N II]. Descubrieron que HH 202 tiene emisión en [S II] $\lambda\lambda$ 6731,6716 y presenta dos nudos uno al norte y otro al sur. El nudo que está en el norte lo estudiaron Cantó et al. (1980), con alta resolución espectral en [S II], calcularon su velocidad radial, indicando un flujo corrido al azul de -68 km s^{-1} con respecto a la OMC-1.

Para explicar esta morfología compleja Hartigan (1999), usando imágenes de He II λ 4686 y del continuo adyacente, encuentra que el HH 202 está formado por la superposición de dos choques de proa, el más grande apuntando hacia el noroeste y adentro de este, hacia el sur, está otro choque de proa pero es más chico que el anterior y apunta hacia el Este.

B.0.3. HH 203/204

Los objetos HH 203 y HH 204 se localizan al sureste de la nebulosa cercanos a θ^2 Ori A, fueron descubiertos por Münch y Wilson (1962). Smith et al. (2004) muestran una imagen de OMC-1S a $11.7\mu\text{m}$ superpuesta a una imagen de baja resolución de Orión a $[\text{O III}]\lambda 5007$ (figura B.1) para determinar la fuente excitadora de los HH.

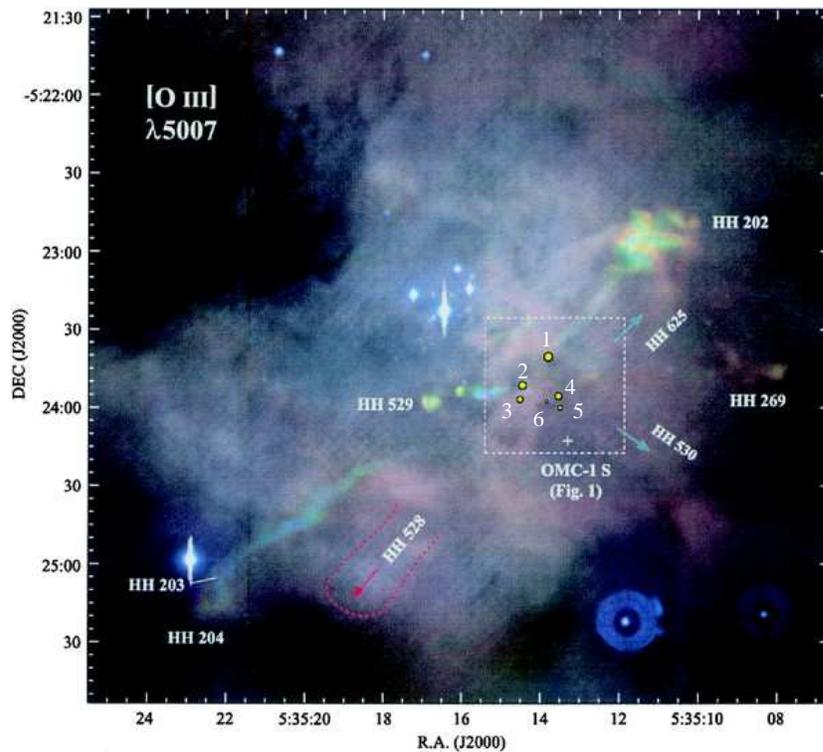


Figura B.1: Imagen Fabry-Perot de la nebulosa de Orión en la línea de $[\text{O III}]\lambda 5007$, el color corresponde a la velocidad, las características cercanas a la velocidad sistémica aparecen como rojo, baja velocidad como verde y las altas velocidades como azul, se superpusieron a la imagen las posiciones de las fuentes infrarrojas embebidas en OMC-1S marcadas con círculos rojos (Smith et al. 2004)

Smith et al. (2004) sugieren que la fuente 1 (que se encuentra en el norte con respecto a las demás fuentes de OMC-1S) era la responsable de HH 202 ya que está bien colimada con el jet que origina a ese objeto, que por cierto

es el jet más prominente en la nebulosa. Con respecto a HH 203/204, ellos sugieren que la fuente 3 de OMC-1S es probablemente la responsable de los HH 203/204 y HH 269. Rosado et al. (2001) apuntaron que HH 202 venía de la misma fuente que HH 203/204, Smith et al. (2004) afirman que si esto fuera cierto, tomando en cuenta sus grandes corrimientos al azul sus jets deberían de estar doblados o presentar una estructura en forma de C. Los jets deflectados ya se habían observado antes por Bally et al. (2000) quienes reportaron varios flujos de HH en la nebulosa de Orión que presentaban una curvatura en el plano del cielo, debido a que los jets fueron deflectados por vientos provenientes del núcleo de la nebulosa. Smith et al. (2004) proponen que más que HH 203/204 estuviera conectado con HH 202, debería de estar relacionado con HH 269 ya que estos sí muestran una estructura de arco que pasa a través de su fuente excitadora, siendo el jet de HH 203/204 el deflectado hacia el sureste. O'Dell et al. (1993) calcularon las velocidades radiales heliocéntricas para HH 203 y HH 204 resultando ser -48.0 km s^{-1} para HH 203 y -24.5 km s^{-1} para HH 204.

B.0.4. HH 528

Bally et al. (2000) identificaron un flujo grande de baja velocidad en el sur del Trapecio al que llamaron HH 528, que exhibía características de un HH de baja excitación siendo más intenso en [O I], [S II], [N II] y no se ve en [O III]. Según su estudio, encuentran que HH 528 está formado por filamentos y nudos con iguales movimientos propios.

Doi, O'Dell y Hartigan (2002) estudiaron los movimientos propios de los objetos Herbig-Haro de la nebulosa de Orión entre ellos el HH 528. Con imágenes en [S II], [N II], $H\alpha$, y [O III] obtenidas con el *HST*, encontraron una velocidad tangencial para HH 528 de $+32 \text{ km s}^{-1}$ siendo más brillante en [S II], mientras que no aparecía en [O III] y en las demás líneas fue débilmente detectado. También observaron que este objeto está formado de varios filamentos y nudos todos parecen moverse paralelamente hacia el sureste.

C

Espectrógrafo Mezcal

El Manchester Echelle Spectrometer (MES) es un espectrógrafo de rendija larga de alta resolución optimizado para observaciones de fuentes extendidas y débiles (Meaburn et al. 1984). El MES se usó por primera vez en el Anglo Australian Telescope (AAT) en 1983, una segunda versión del MES fue encargada en 1986 para el Telescopio Isaac Newton (INT) de 2.5 m y para el de 4.2 m del telescopio William Herschel (WHT) en 1987, esta segunda versión del MES con un mecanismo más refinado se usó en 1995 en el telescopio de 2.1 m del OAN. Anteriormente el MES usaba un IPCS (image photon counting system), el grupo de investigadores del Instituto de Astronomía UNAM (IA-UNAM), Ensenada cambiaron el IPCS por un dispositivo optoelectrónico (CCD: Charged Couple Device). En el IA-UNAM también se le implementó al MES un microcontrolador Atmel para controlar los 7 ejes de movimiento que tiene el espectrógrafo, el microcontrolador recibe a su vez órdenes a través de un puerto serie, con esto se puede controlar el espectrógrafo desde una computadora y no desde varias consolas como se solía hacer. Además hicieron algunos cambios en su sistema mecánico, con todos estos cambios decidieron rebautizar al MES como Mezcal.

La figura C.1 (Meaburn et al. 2003) muestra el diseño óptico del espectrógrafo. Trabaja de la siguiente manera, la luz llega al telescopio, éste la enfoca y entra a la rendija (en la actualidad se están empleando tres tipos de rendijas, de $70 \mu\text{m}$ ($0.95''$), $150 \mu\text{m}$ ($1.9''$) y $300 \mu\text{m}$ ($3.8''$)). La rendija, que en su superficie tiene una cubierta de cromo, está rodeada por dos placas

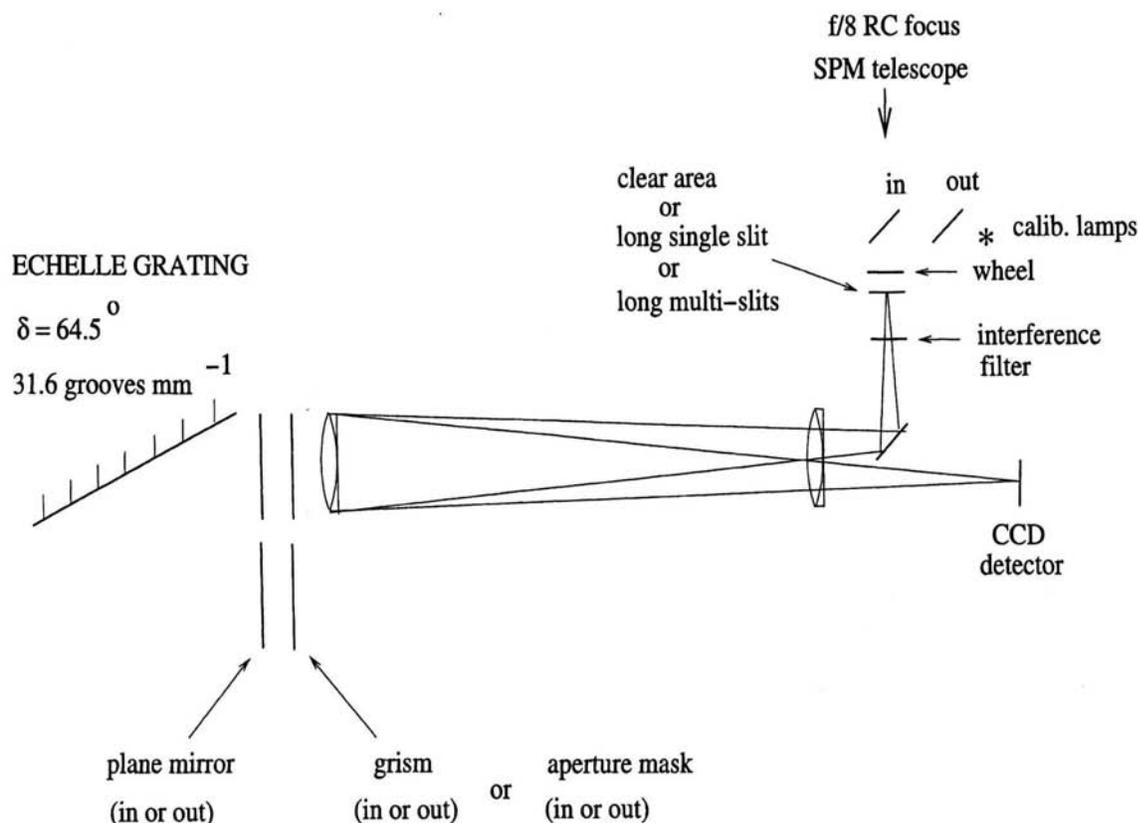


Figura C.1: Diseño óptico del Espectrógrafo Echelle

de vidrio antirreflejantes con superficies de aire/vidrio. A una distancia de 800 mm se encuentran las dos lentes que actúan como colimador y cámara, estas lentes también tienen superficies de aire/vidrio y dirigen paralelamente la luz hacia la rejilla de difracción ($31.6 \text{ ranuras por mm}^{-1}$). La rejilla dispersa la luz en diferentes órdenes, un filtro de interferencia aísla un orden particular de haz (orden espectral deseado). El espectro dispersado es reenfocado por las mismas lentes y dirigido al CCD conectado a una computadora que recibe las imágenes.

Existen varios modos de operación para el Mezcal, por ejemplo, el modo primario, es tal como se explicó arriba, aquí el filtro de interferencia ais-

lará un único orden de la rendija echelle, obteniéndose perfiles resueltos espacialmente de líneas de emisión individuales con un poder de resolución espectral (la resolución espectral es el cociente de la longitud de onda, λ , y el perfil instrumental, $\delta\lambda$) de $\lambda/\delta\lambda \leq 10^5$ en un rango de longitud de onda de 3900 a 9000 Å (Meaburn et al. 2003). En uno de los modos secundarios se puede obtener una imagen directa de campo. En este modo cabe mencionar que una de las facilidades que tiene el Mezcal es que podemos tomar imagen directa (la rejilla reemplazada por el espejo) junto con la rendija para saber su posición de una manera directa. Otro modo de operación del Mezcal es usar el grisma pero rotado 90° y con el espejo adentro para obtener espectros de rendija larga de baja dispersión (76.3 \AA mm^{-1}).

Respecto a la eficiencia del Mezcal, se ha comprobado que es muy eficiente para las longitudes de onda entre 3900 y 7500 Å, ya que a longitudes de ondas más largas la reflexión de las lentes aumenta de un 0.5% a 4%. Para longitudes de onda menores que 3900 Å habrá muchos reflejos provenientes de las capas antirreflejantes de las lentes del espectrógrafo la cuales empiezan a reflejar la luz en esa longitud de onda, y el *flint glass* empieza a absorber a 3900Å, por lo que el Mezcal es completamente inútil en este rango de longitud de onda. Incluyendo que el CCD SITe3 tampoco es óptimo abajo de λ 3900Å. En febrero del 2006 el Dr. Will Henney y yo pedimos noches de observación para estudiar la línea de [O I] λ 3727 en el interior de la nebulosa de Orión, por lo que el Dr. Michael Richer del Instituto de Astronomía de la UNAM, Campus Ensenada, hizo pruebas con el Mezcal para observar la línea de [O I] λ 3727 el principal problema que tuvieron que afrontar fueron los fuertes reflejos en sus observaciones espectroscópicas los cuales contenían la mayor parte de la luz (ver reporte de ingeniería del OAN). En nuestras observaciones obtuvimos fuertes reflejos también. El proyecto no funcionó.

D

Espectros de [S II] $\lambda 6731$

Presentamos todos los espectros de la línea de emisión de [S II] $\lambda 6731$ Å que obtuvimos en el Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Mártir, B. C. México incluyendo las de KPNO, etiquetadas como jw3 y jw6 (con una separación de rendija a 2"), en total presentamos 92 espectros que cubren una región de 190.6" del interior de la nebulosa de Orión. Los de la línea de [S II] $\lambda 6716$ Å son muy parecidos a la otra línea por lo que no los mostramos aquí. Los espectros se muestran en un rango de velocidad de -40 a $+60$ km s $^{-1}$, tomamos este rango de velocidad para enfatizar la estructura a bajas velocidades, por lo que a veces no se ve la emisión a altas velocidades asociadas con los HH.

Los anchos instrumentales de las líneas no han sido suavizados, es decir, conservan su resolución en velocidad original, así tenemos que los espectros con etiqueta "spec???-070-irect.fits" son los de mayor resolución ("070" significa que fueron tomados con la rendija de 70 μ), después siguen los de KPNO, "jw6", "jw3" y "2002". Los de más baja resolución son "spec???-150-irect" y "esp???-irect.fit", tomados con la rendija de 150 μ .

La etiqueta "slit position" es la posición de la rendija en declinación con respecto a θ^1 Ori C. En cada figura pusimos el rango en AR (con respecto a θ^1 Ori C) de los espectros.

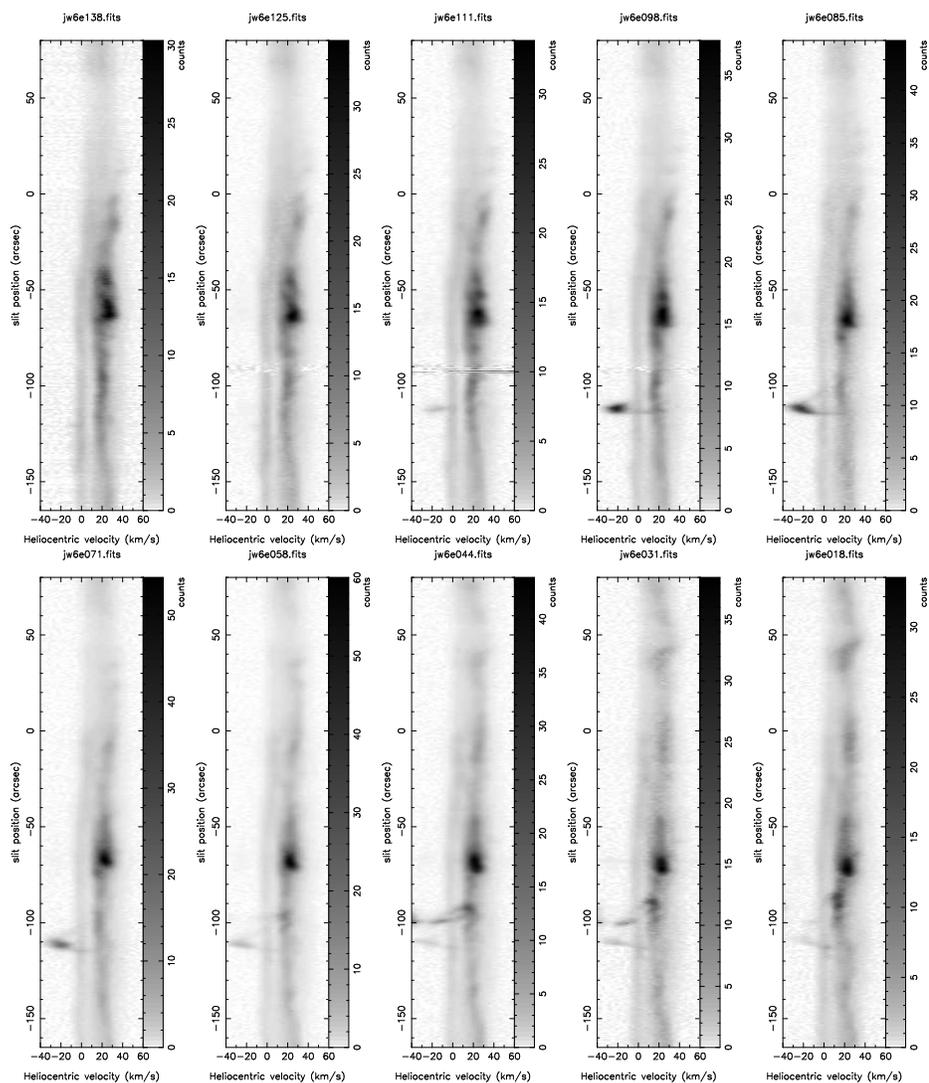


Figura D.1: Espectros de [S II] $\lambda 6731$. El primer panel es el espectro que tiene un offset en AR de $100''$ al E de θ^1 Ori C. La distancia entre cada espectro es $2''$. Fueron tomados en KPNO.

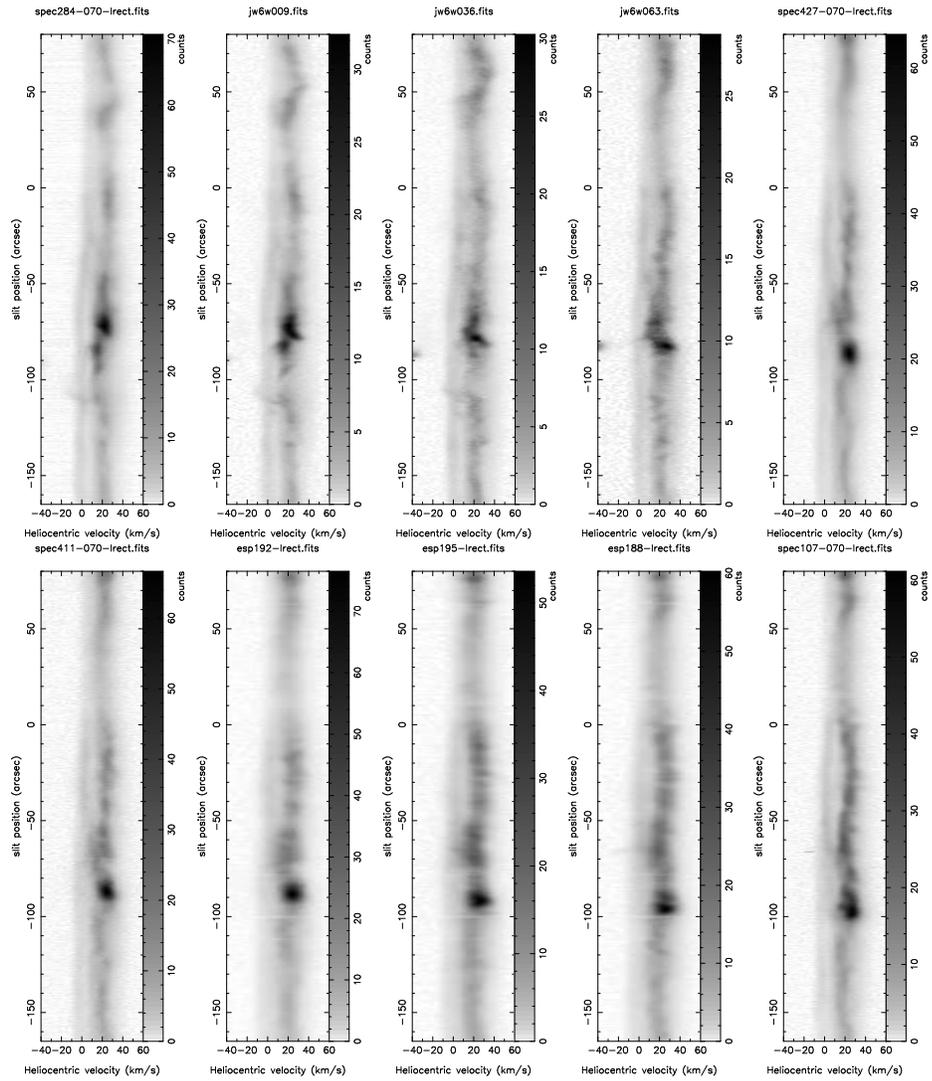


Figura D.2: Espectros de $[S II] \lambda 6731$, el primer espectro se encuentra a un offset de $AR = 80''$ al E de θ^1 Ori C y el último a $RA = 52''$ E de θ^1 Ori C

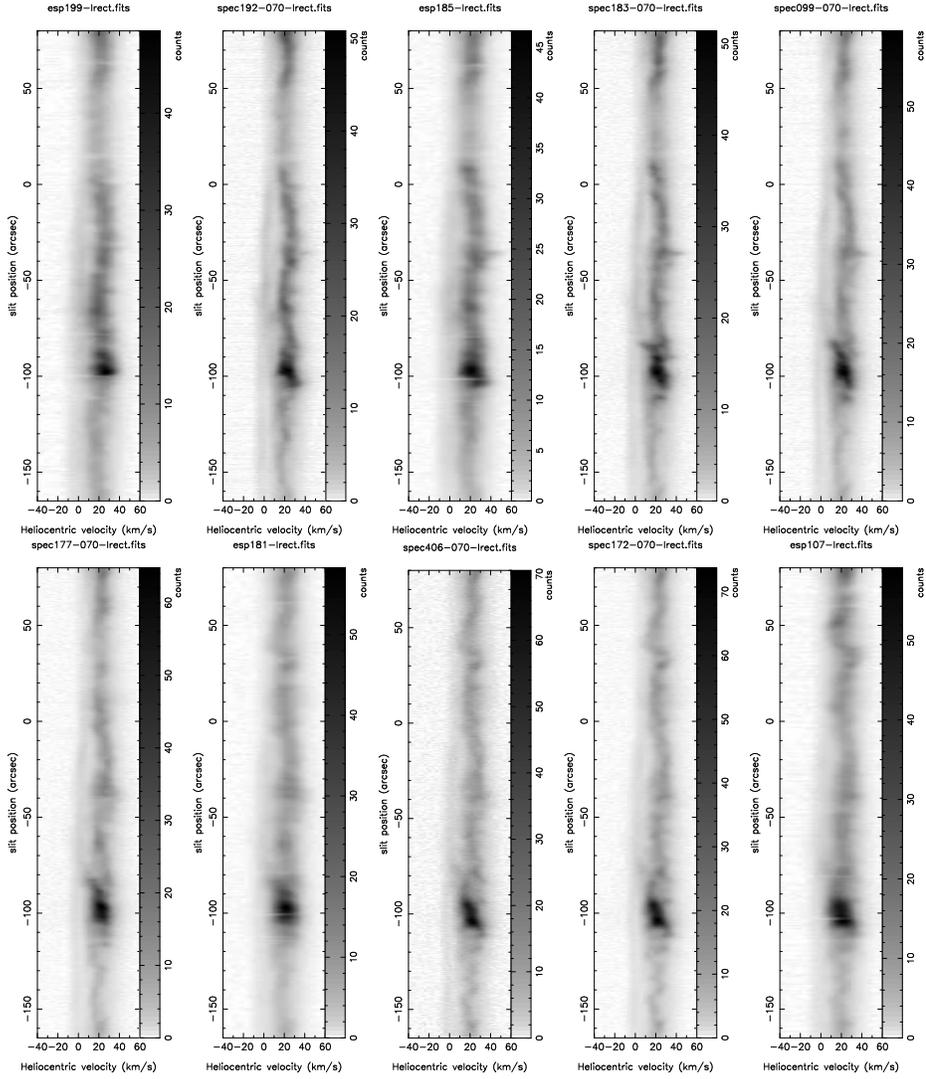


Figura D.3: Espectros de [S II] $\lambda 6731$, los diez espectros están en un rango de offset en RA de $50.7''$ a $30.8''$ E de θ^1 Ori C

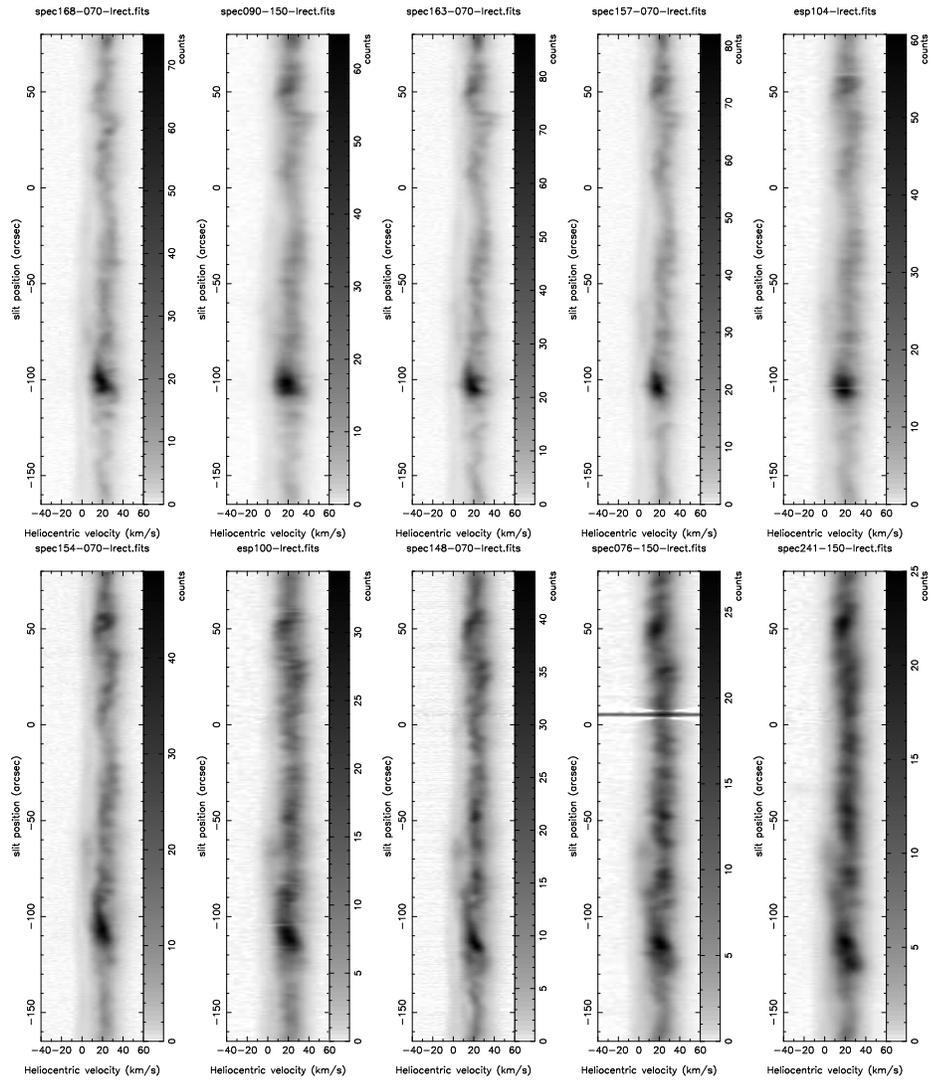


Figura D.4: Espectros de $[\text{S II}] \lambda 6731$, con un offset en RA de $30''$ y el último espectro fue tomado en la posición de $8.5''$ al E de θ^1 Ori C

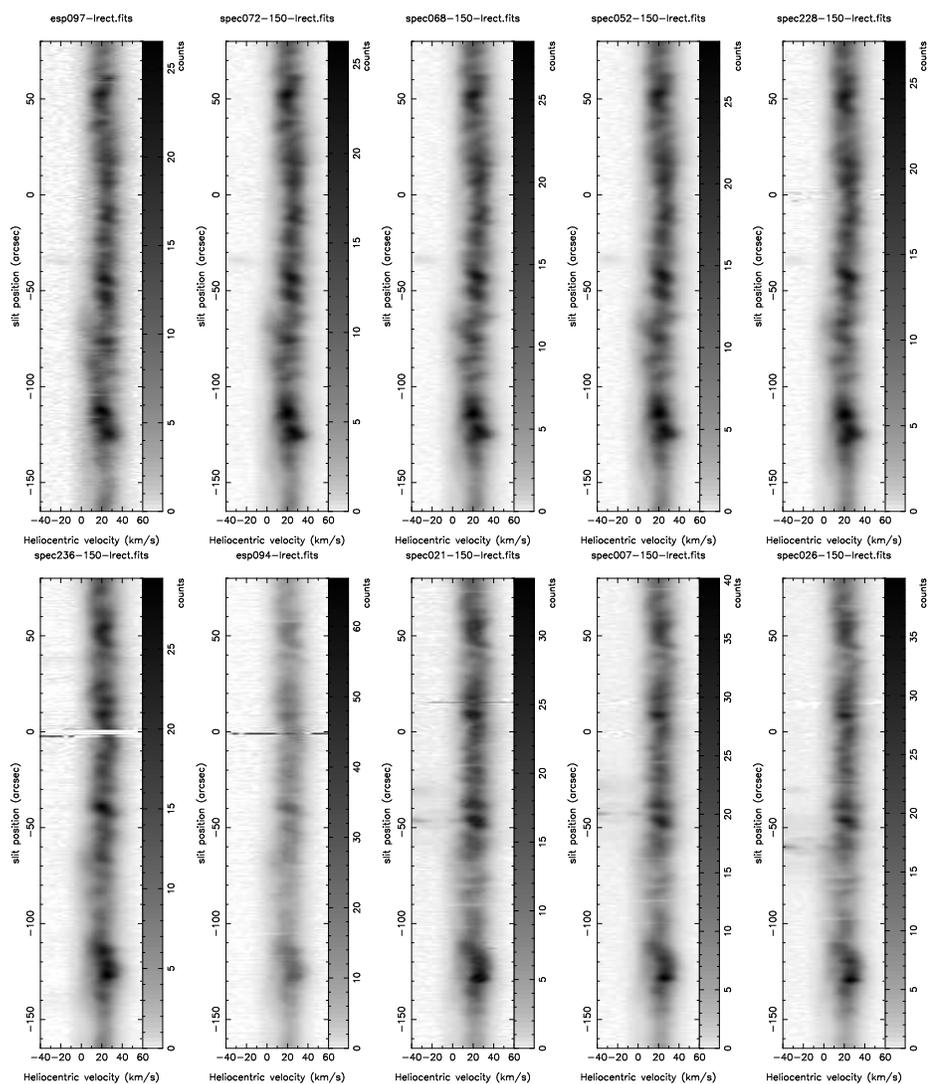


Figura D.5: Espectros de [S II] $\lambda 6731$, el primer espectro se encuentra a un offset en RA de $7.5''$ al E de θ^1 Ori C y el último a $4.38''$ al W de θ^1 Ori C

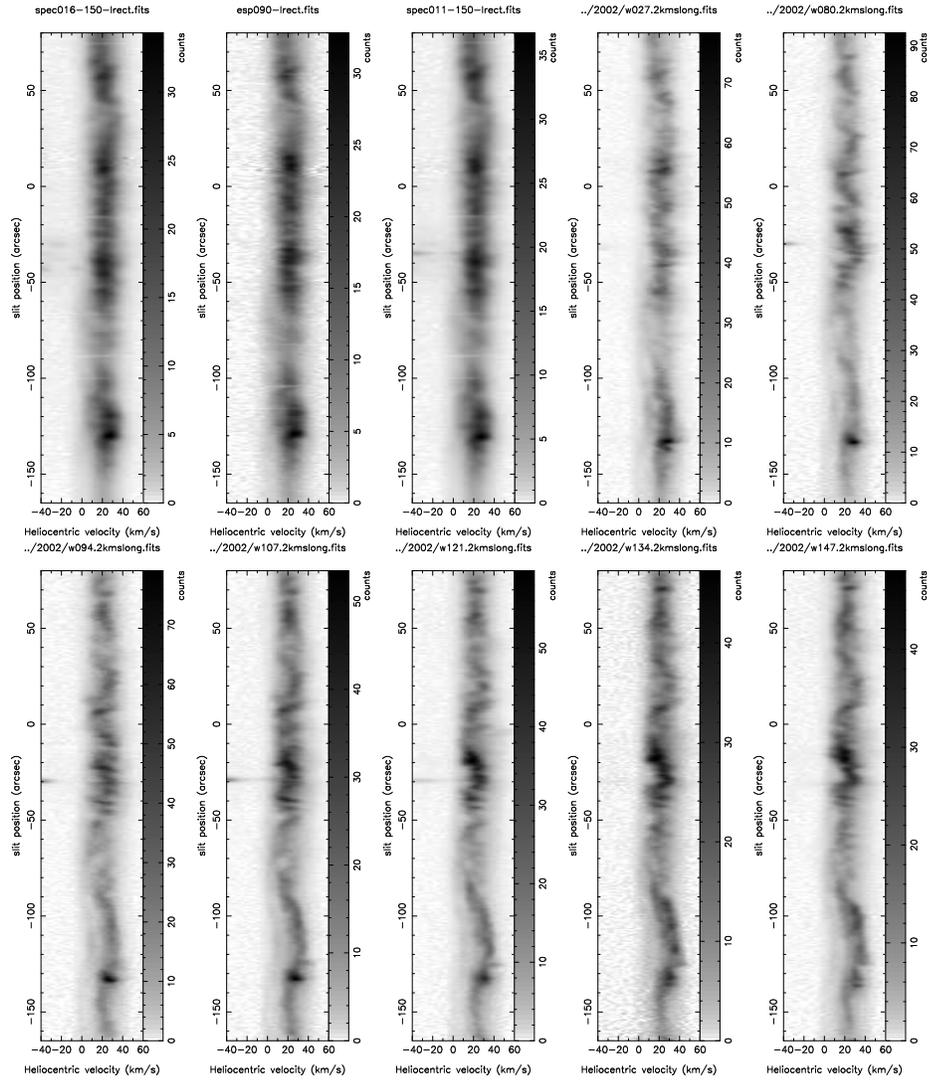


Figura D.6: Espectros de [S II] $\lambda 6731$ en un intervalo de offset en AR de $5.8''$ a $29.5''$ al W de θ^1 Ori C

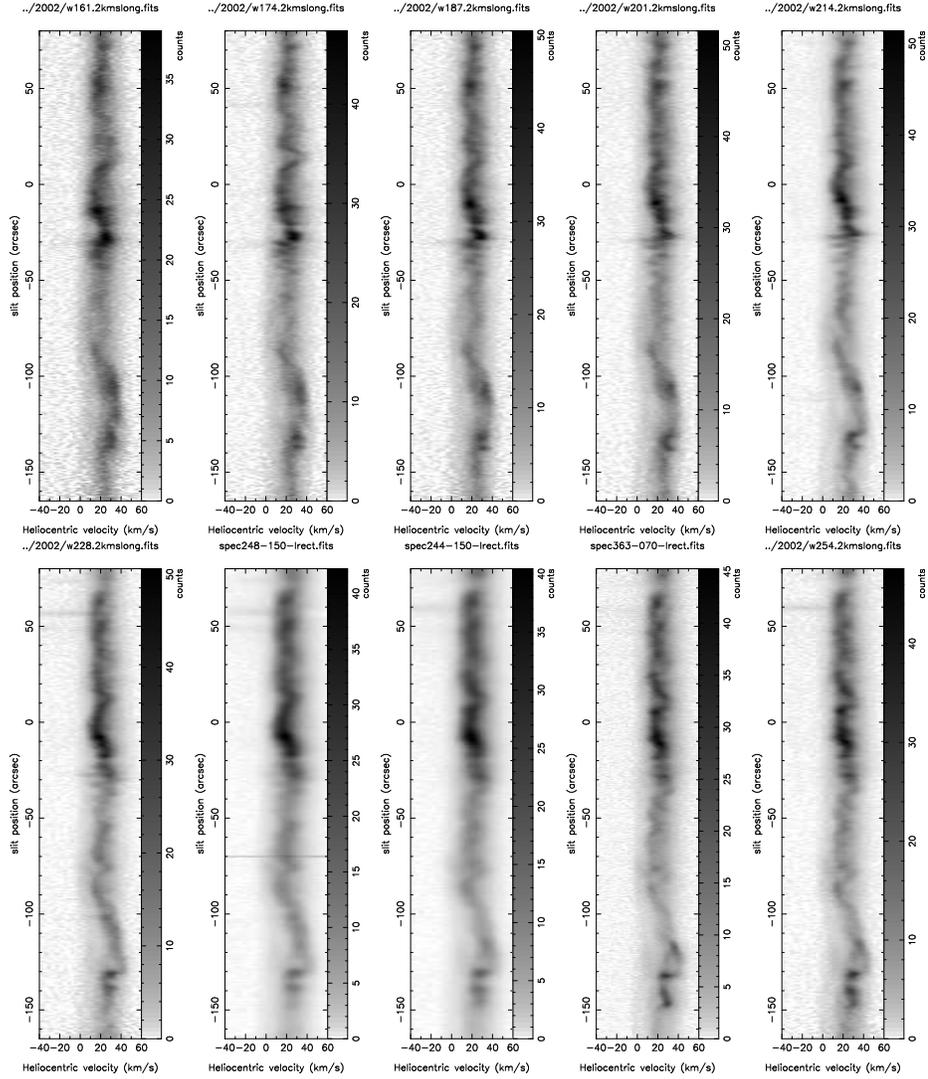


Figura D.7: Espectros de [S II] $\lambda 6731$, en un intervalo de offset de AR de $31.7''$ a $45.5''$ al W de θ^1 Ori C

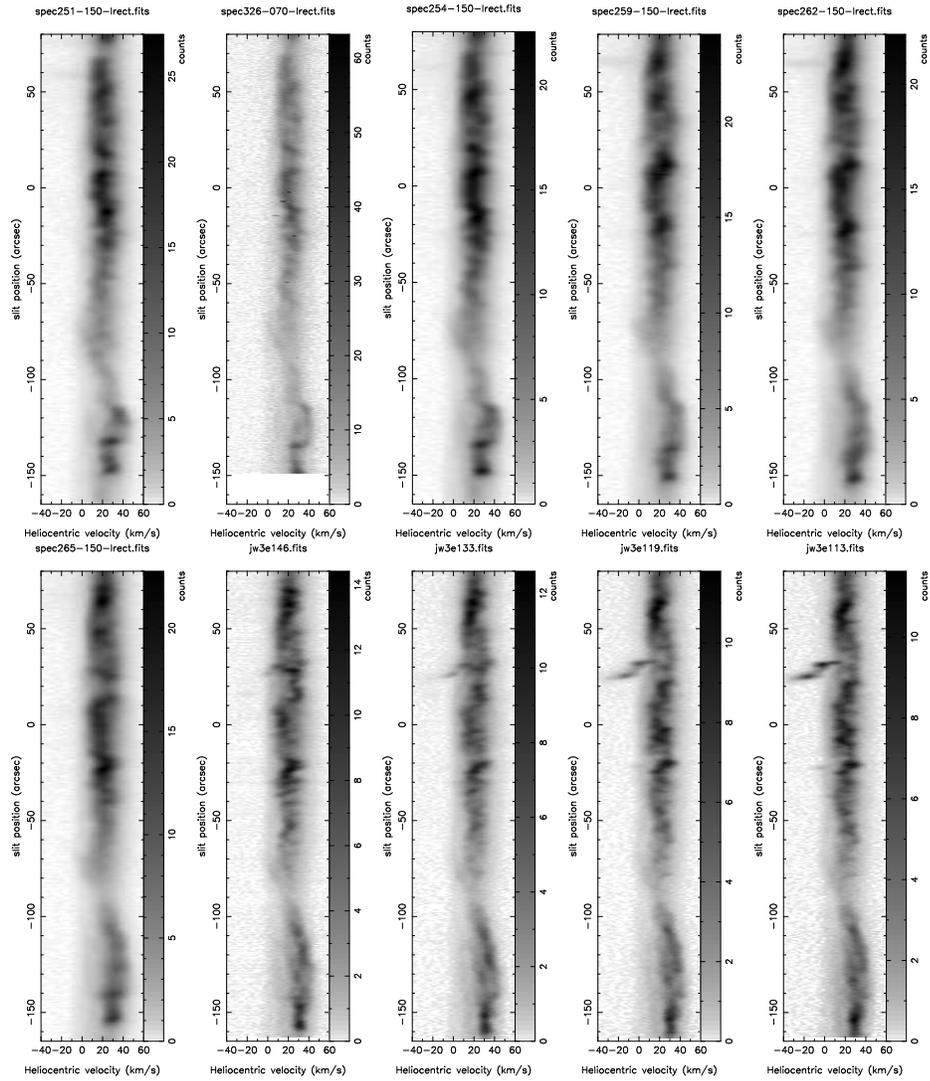


Figura D.8: Espectros de $[\text{S II}] \lambda 6731$, en un intervalo de offset de AR de $48.1''$ a $68.5''$ al W de θ^1 Ori C

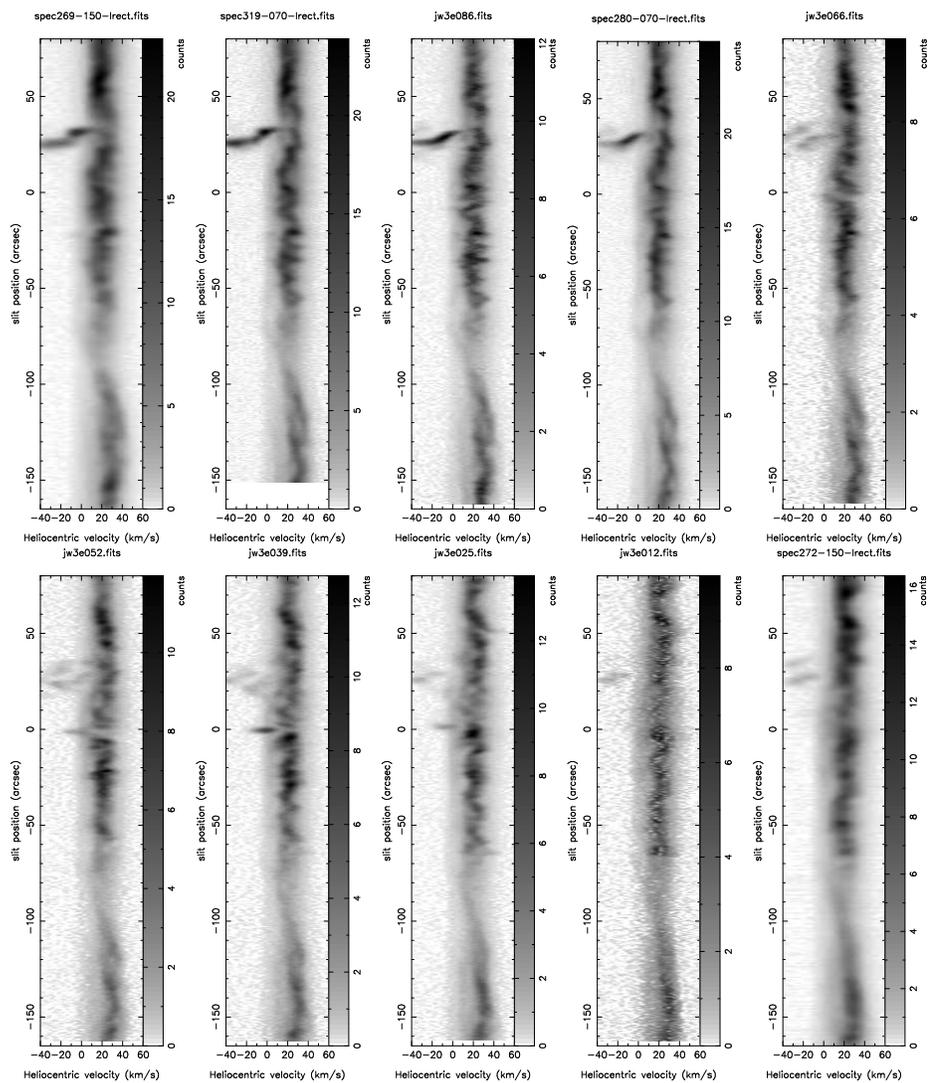


Figura D.9: Espectros de [S II] $\lambda 6731$, en un intervalo de offset de AR de $68.9''$ a $86.3''$ de θ^1 Ori C

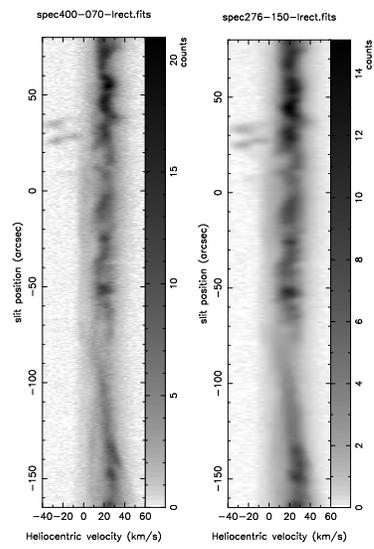


Figura D.10: Espectros de $[\text{S II}] \lambda 6731$, en un intervalo de offset de AR de $87.76''$ a $89.4''$ de θ^1 Ori C

E

Espectros de [O I] $\lambda 6300$

Estos espectros los observamos en SPM en diciembre del 2003 y solo un espectro lo tomamos con la rendija de 70μ , aparece en la figura E.3. La contaminación por la línea del cielo fué restada usando un ajuste con hipergaussianas.

La misma explicación sobre los espectros que dimos para la línea de [S II] se aplica a estos espectros.

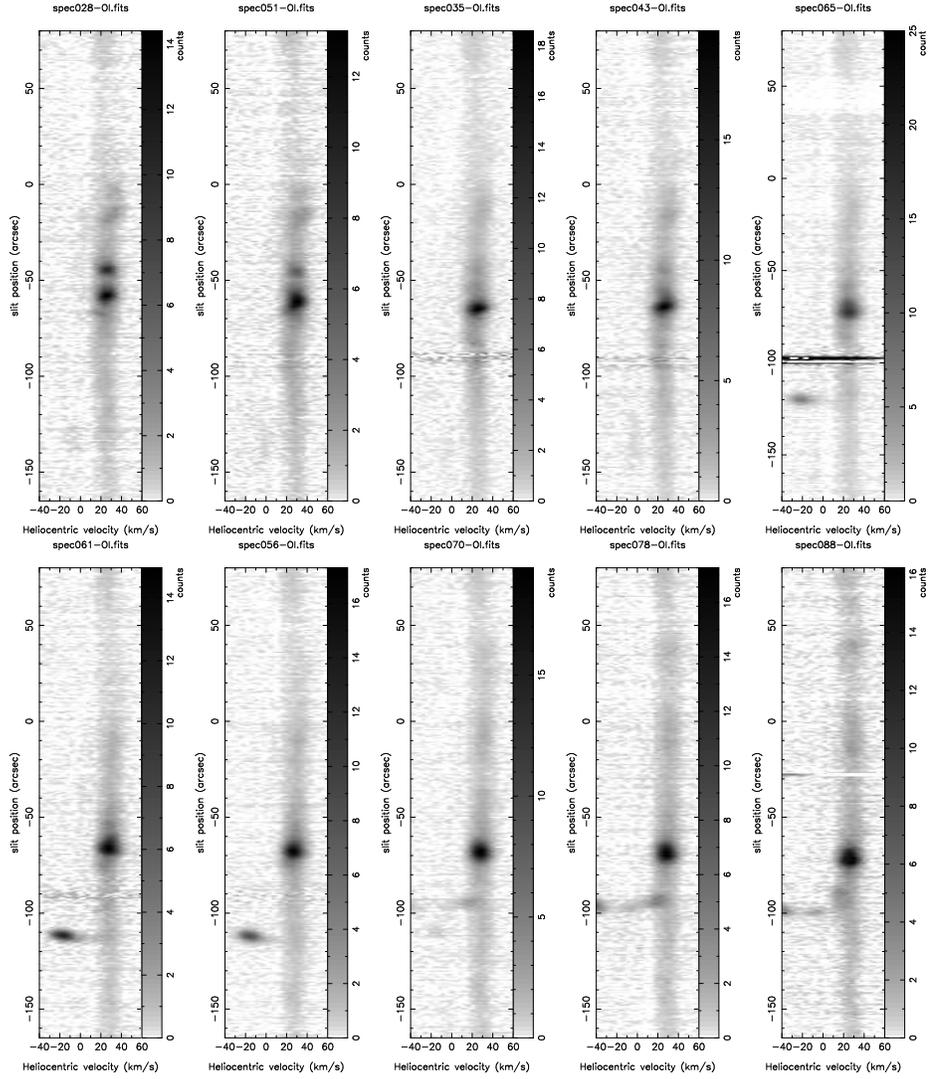


Figura E.1: Espectros de [O I] $\lambda 6300$, en un intervalo de un offset de AR de $107''$ a $85.4''$ al E de θ^1 Ori C

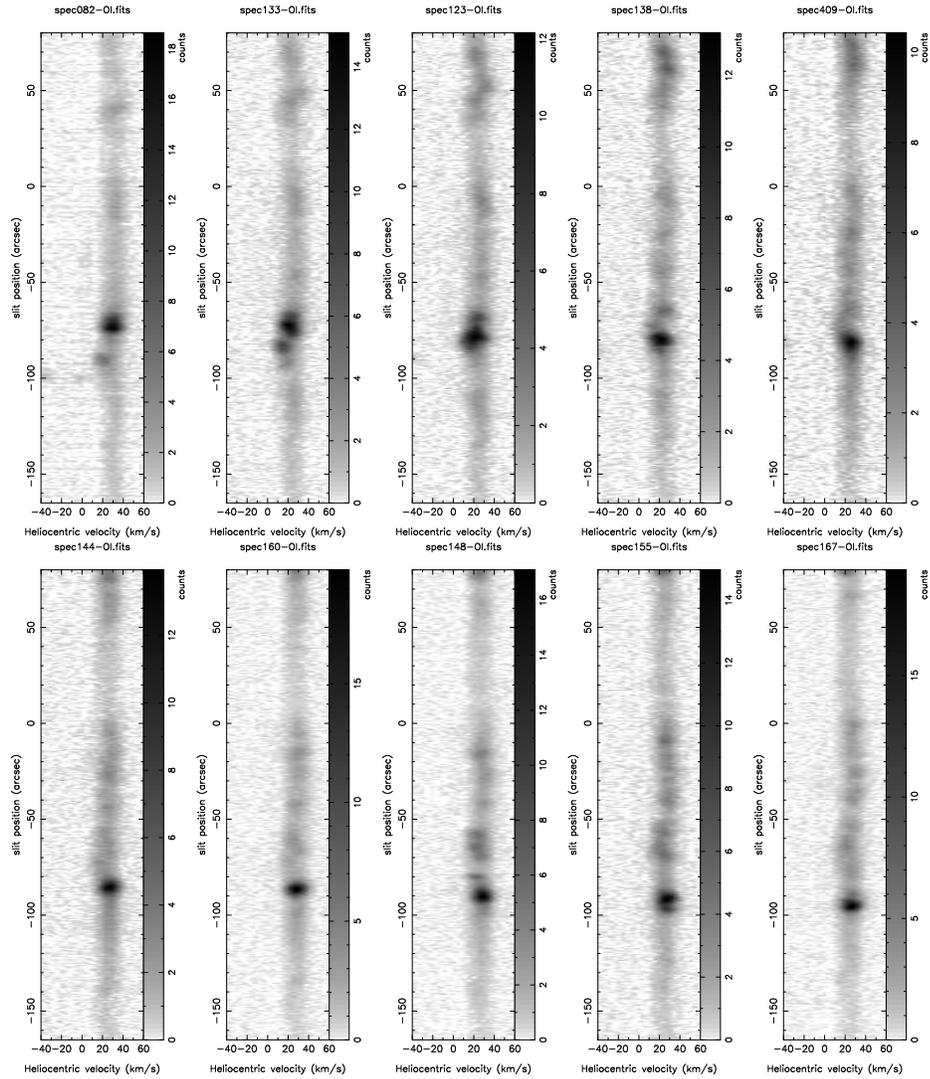


Figura E.2: Espectros de [O I] $\lambda 6300$, en un intervalo de un offset de AR de $84.2''$ a $54.18''$ al E de θ^1 Ori C

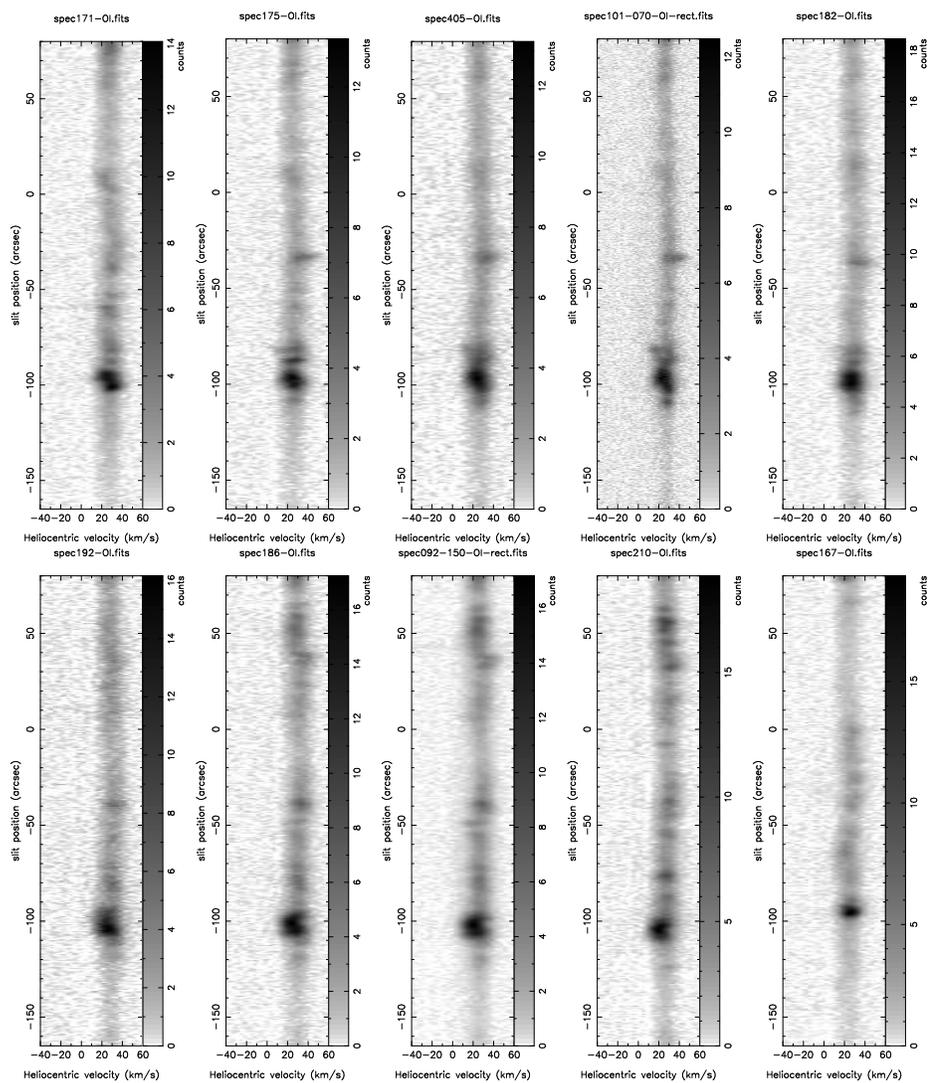


Figura E.3: Espectros de [O I] $\lambda 6300$, en un intervalo de un offset de AR de $48.37''$ a $18''$ al E de θ^1 Ori C

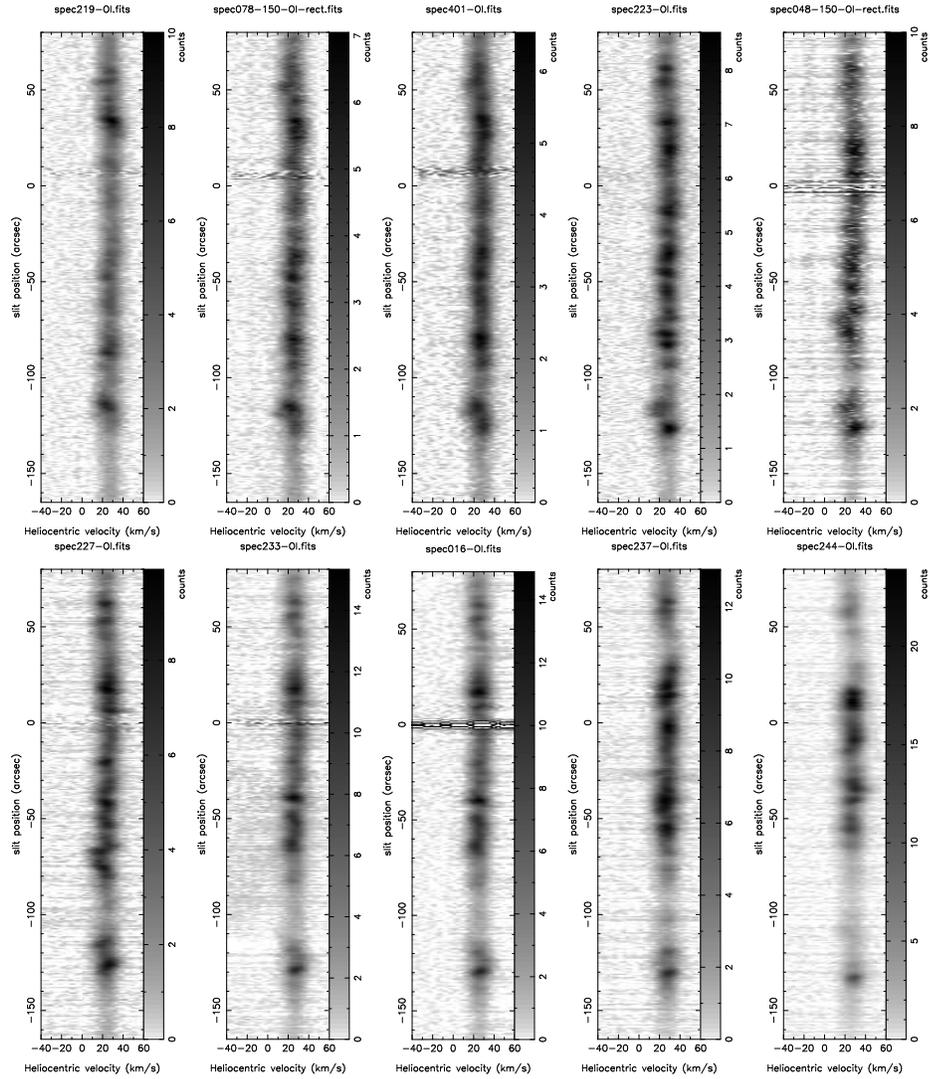


Figura E.4: Espectros de $[O\ I] \lambda 6300$, el primer espectro se encuentra en un offset de AR de $14.3''$ a E de θ^1 Ori Cy el último a $12.95''$ al W de θ^1 Ori C

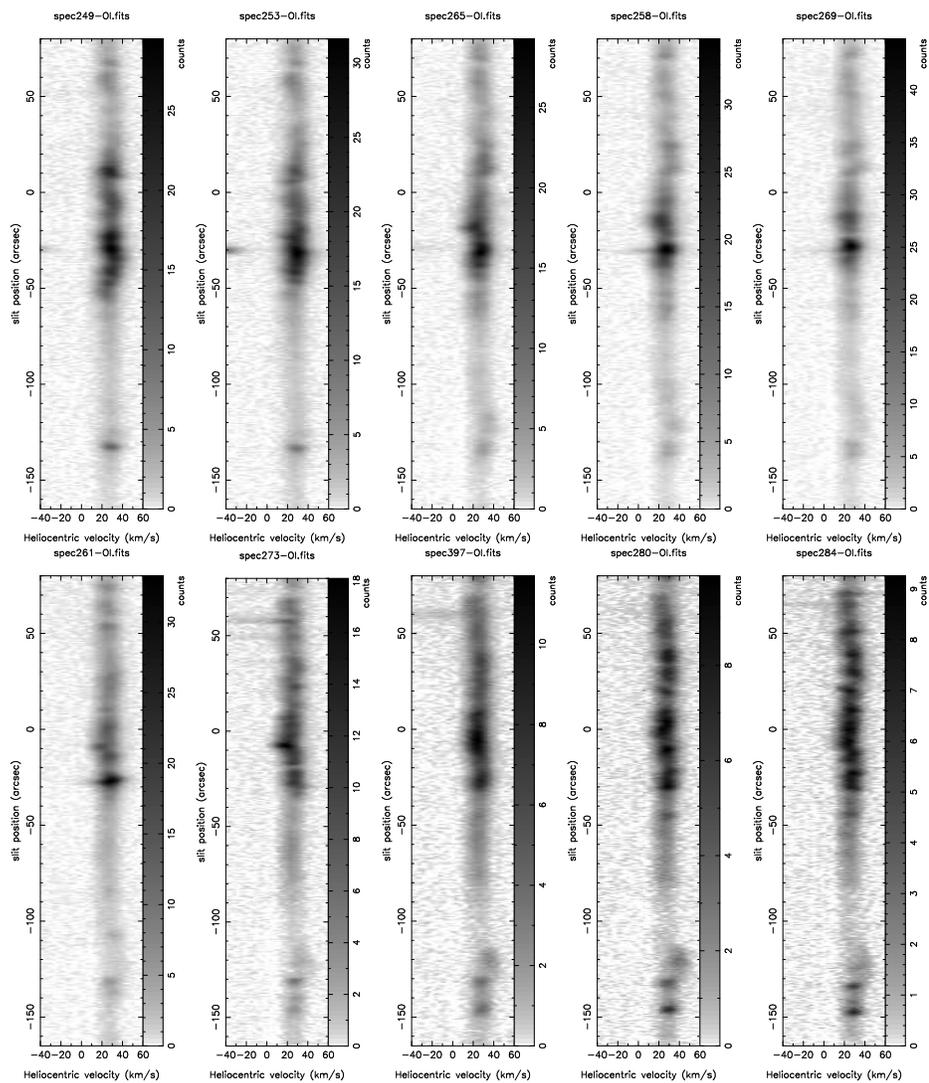


Figura E.5: Espectros de [O I] $\lambda 6300$, en un intervalo de un offset de AR de $18.27''$ a $52''$ al W de θ^1 Ori C

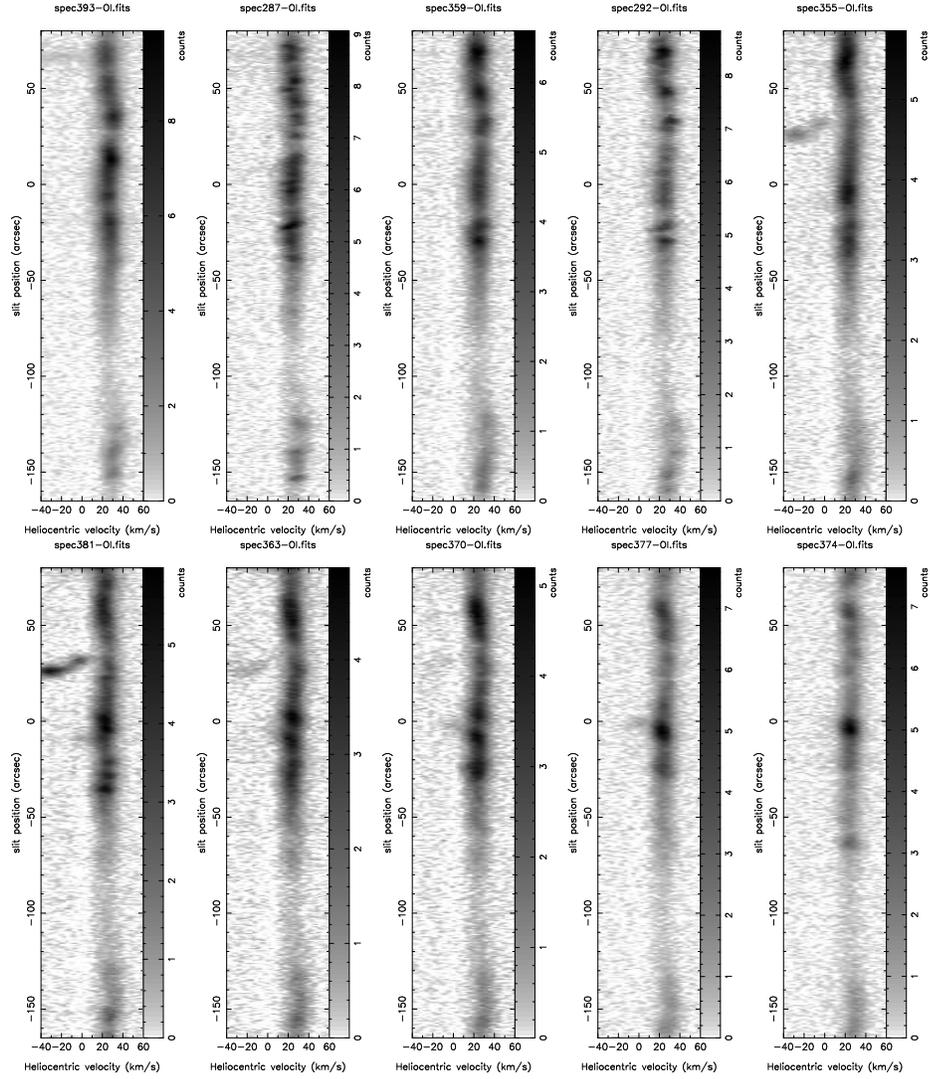


Figura E.6: Espectros de [O I] $\lambda 6300$, en un intervalo de un offset de AR de $56.54''$ a $85''$ al W de θ^1 Ori C

F

Espectros de [S III] $\lambda 6312$

Obtuvimos 60 posiciones la línea de [S III] que fue observada junto con la línea de emisión de [O I] (apéndice C) gracias a su proximidad en longitud de onda, los cuales presentamos en este apéndice. Siguiendo la misma explicación dada en el apéndice B.

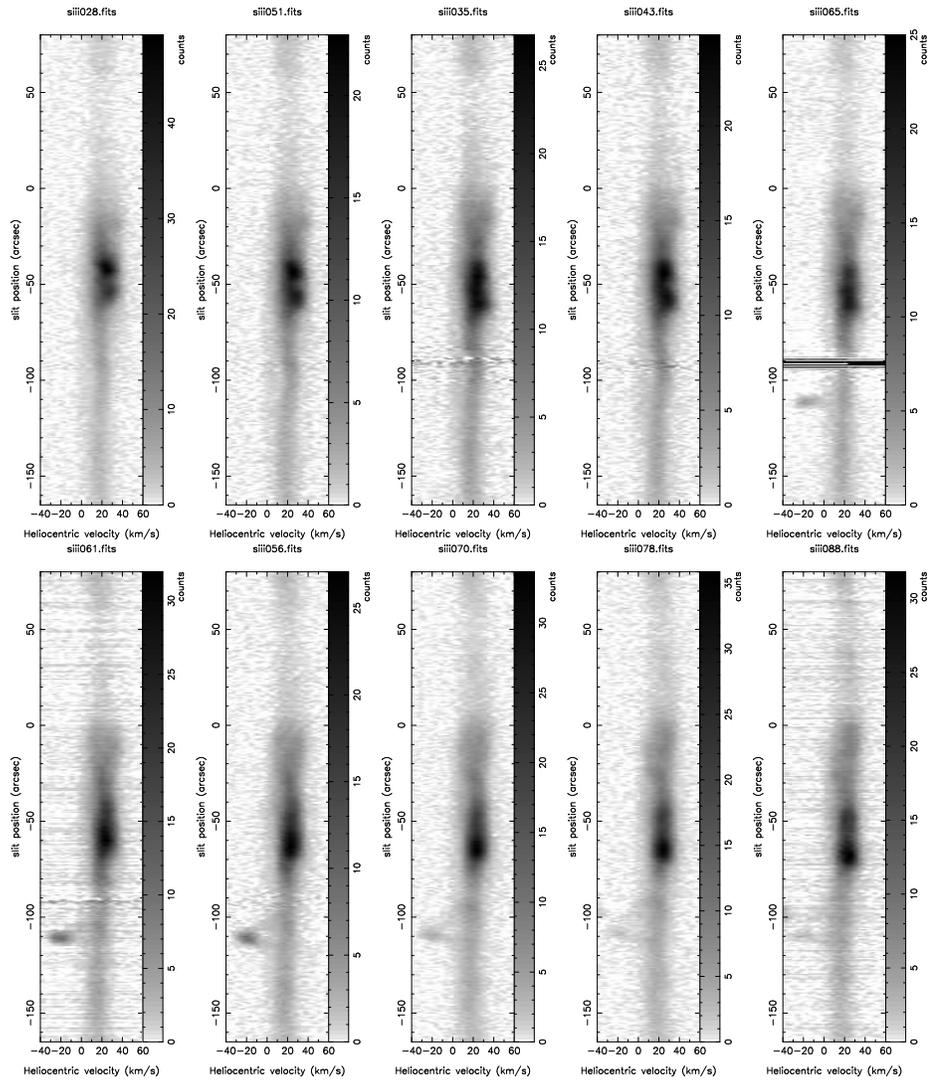


Figura F.1: Espectros de [S III] $\lambda 6312$, en un intervalo de un offset de AR de $107''$ a $85.4''$ al E de θ^1 Ori C

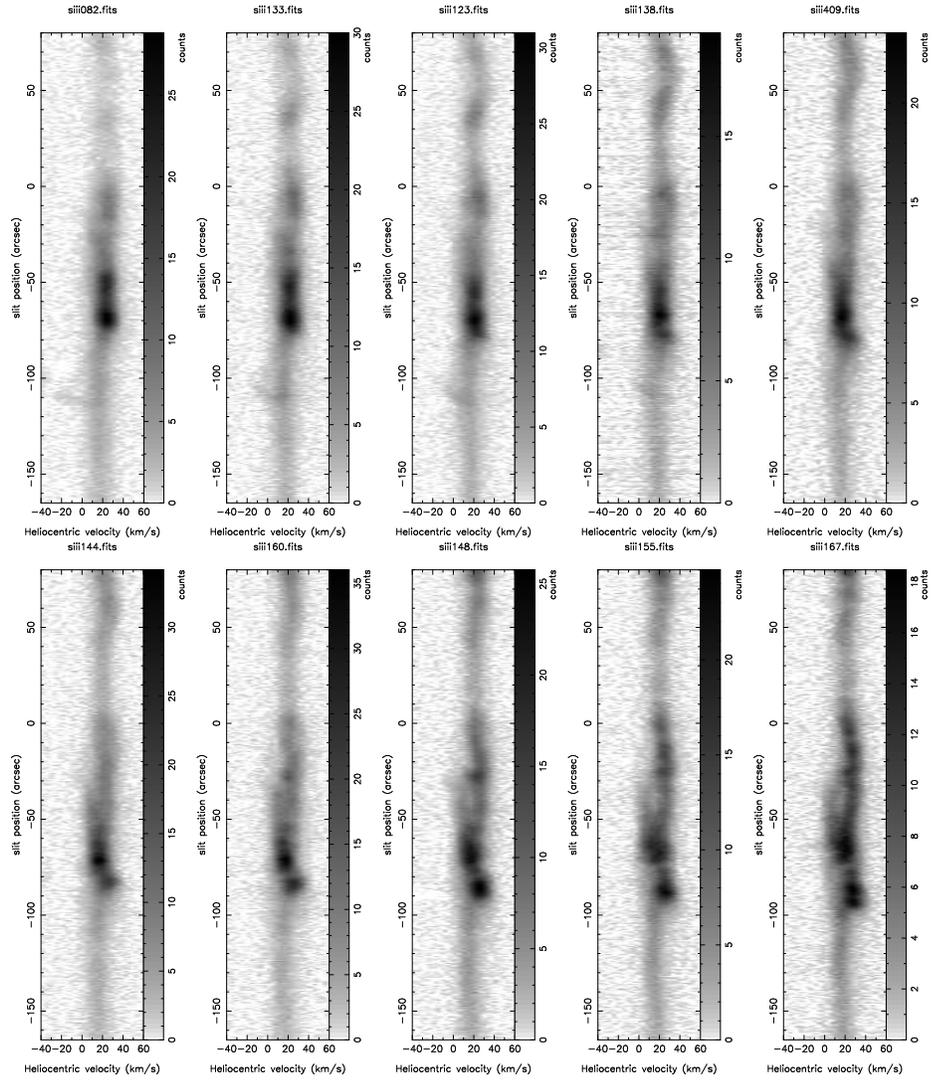


Figura F.2: Espectros de [S III] $\lambda 6312$, en un intervalo de un offset de AR de $84.2''$ a $54.18''$ al E de θ^1 Ori C

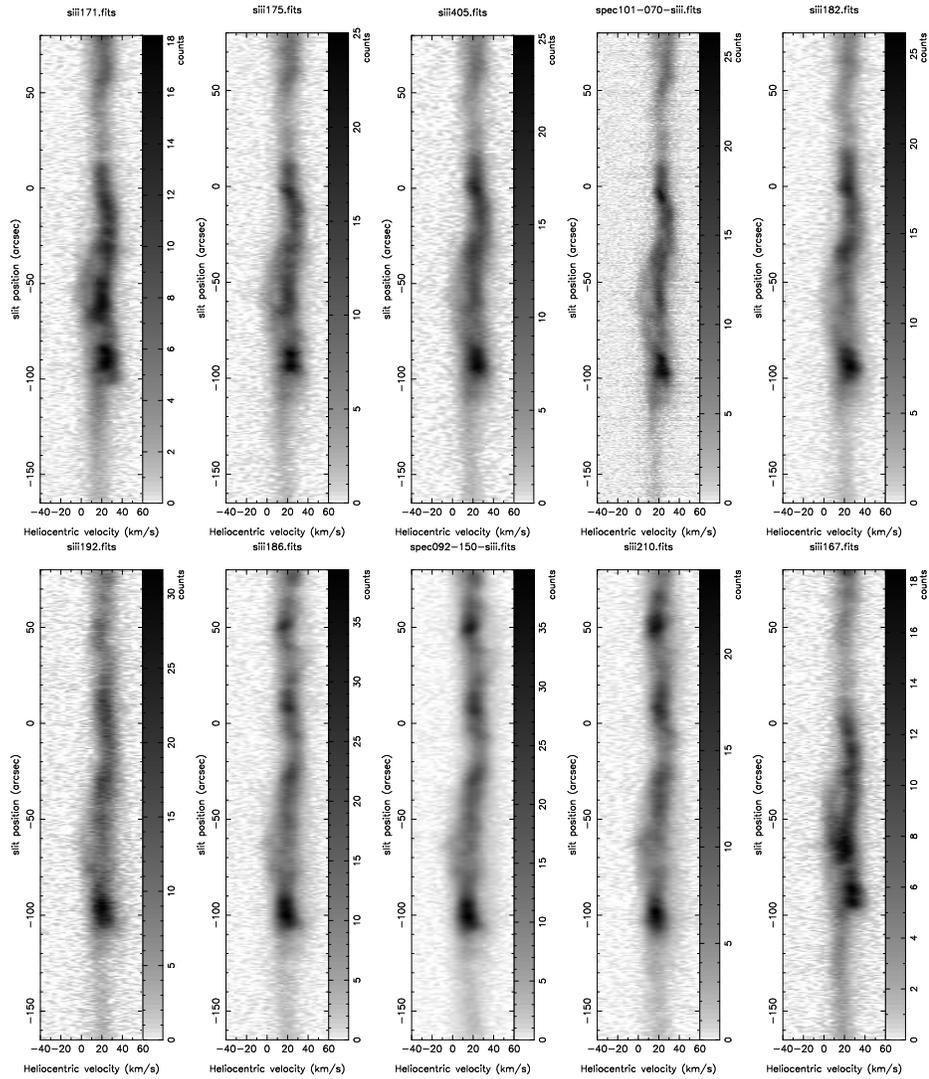


Figura F.3: Espectros de [S III] $\lambda 6312$, en un intervalo de un offset de AR de $48.37''$ a $18''$ al E de θ^1 Ori C

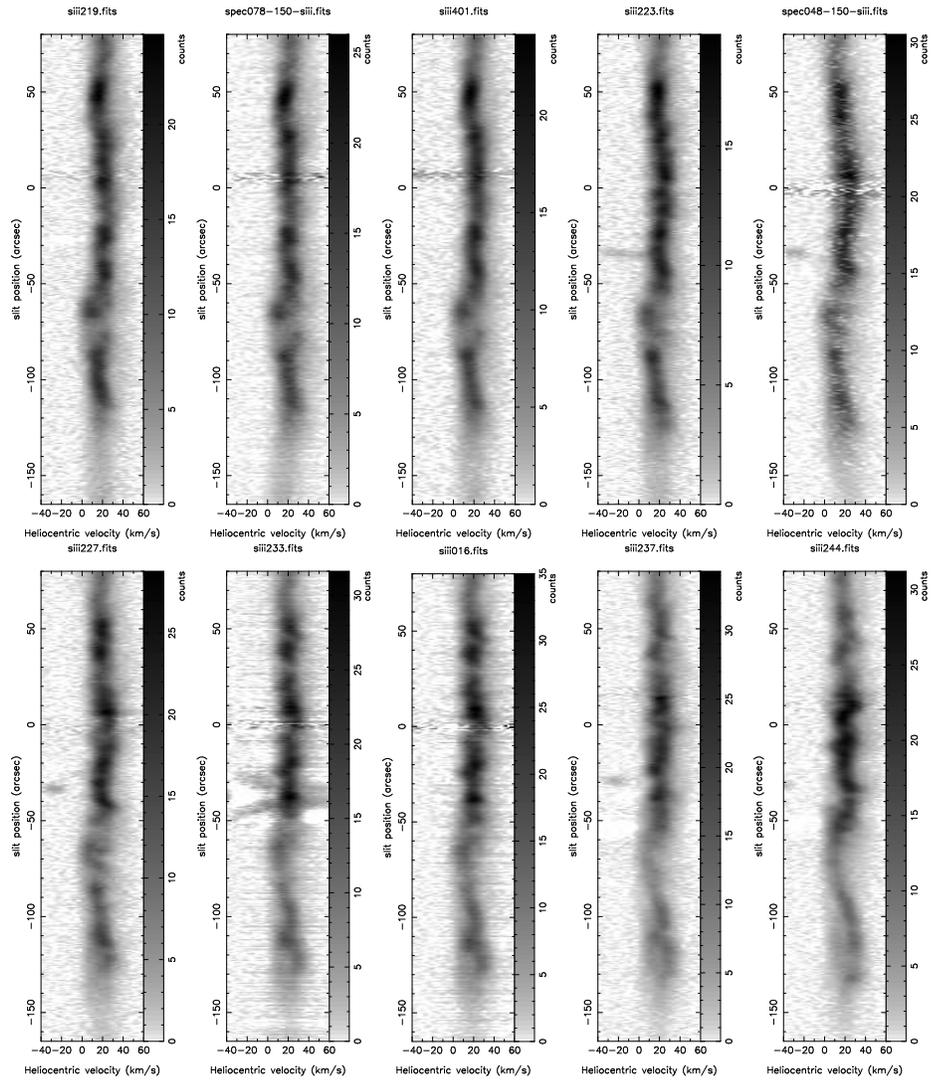


Figura F.4: Espectros de [S III] $\lambda 6312$, el primer espectro se encuentra en un offset de AR de $14.3''$ a E de θ^1 Ori Cy el último a $12.95''$ al W de θ^1 Ori C

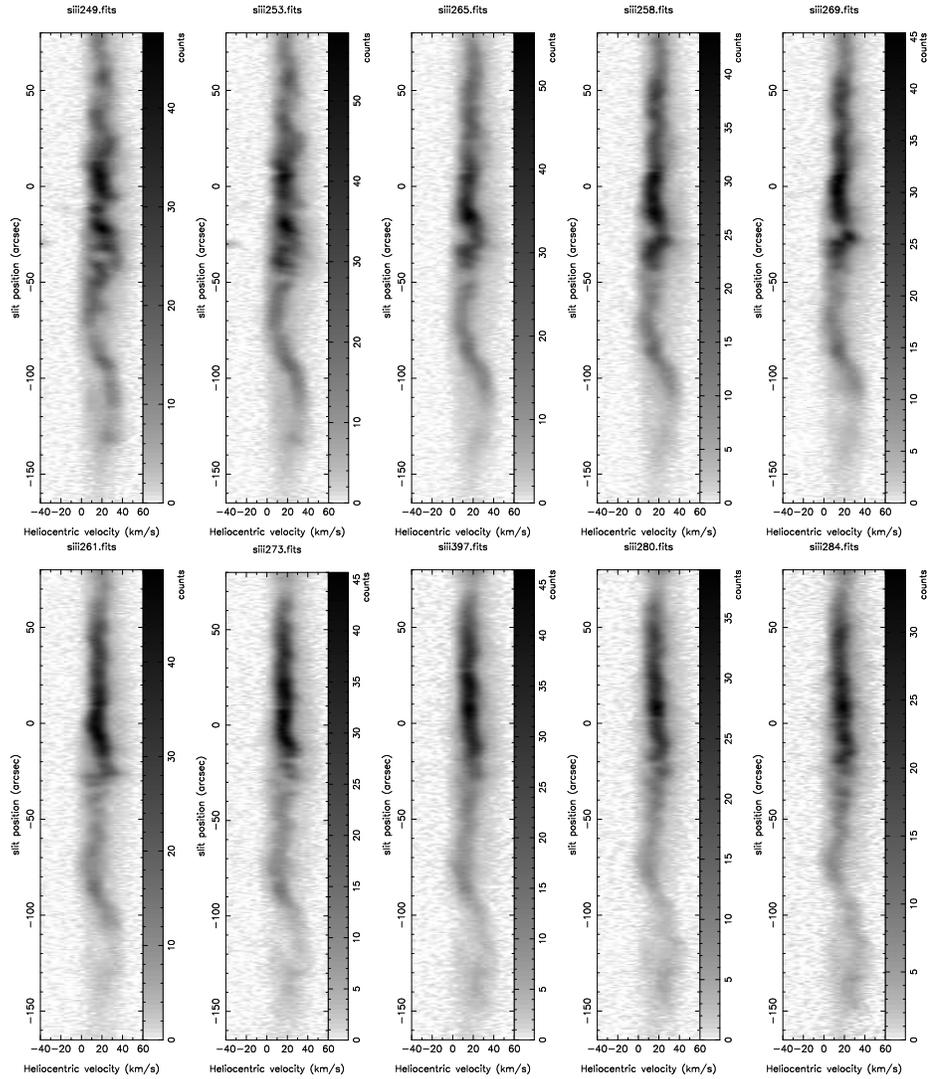


Figura F.5: Espectros de [S III] $\lambda 6312$, en un intervalo de un offset de AR de $18.27''$ a $52''$ al W de θ^1 Ori C

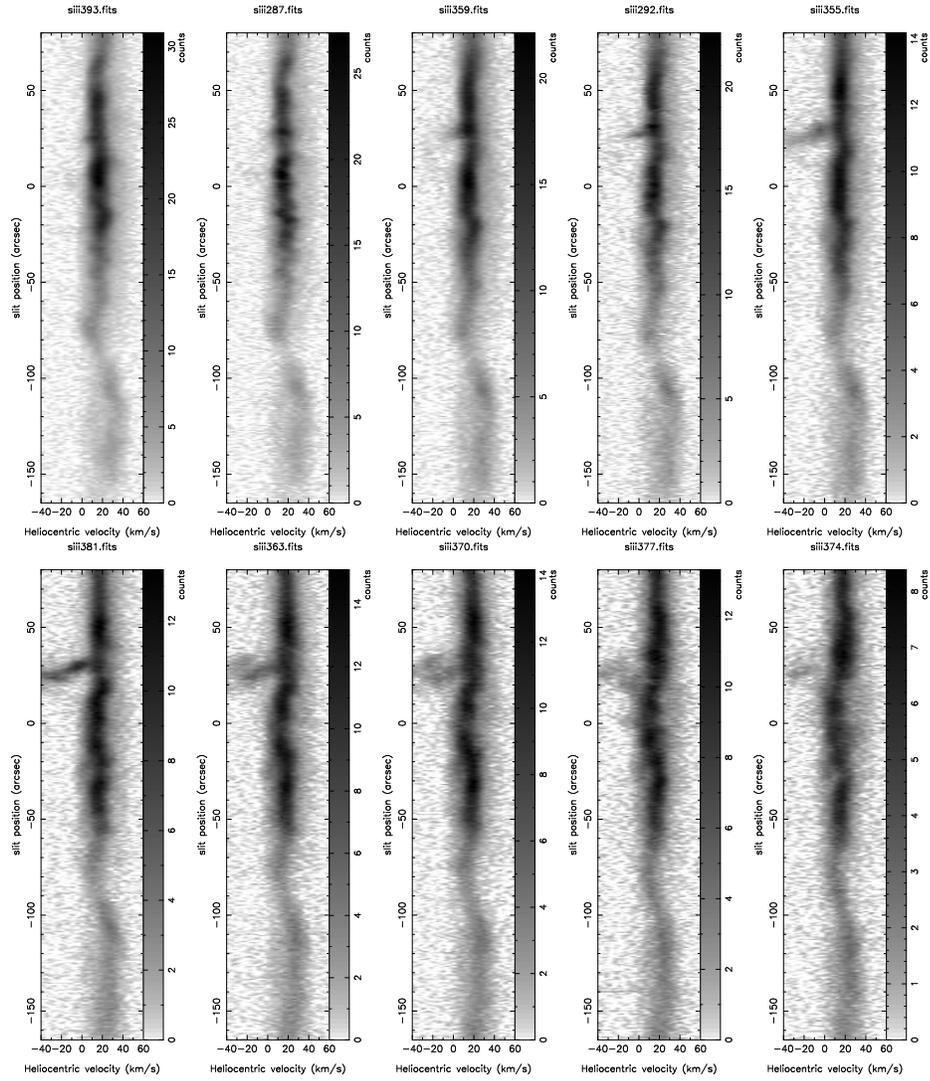


Figura F.6: Espectros de $[\text{S III}]\lambda 6312\text{\AA}$, en un intervalo de un offset de AR de $56.54''$ a $85''$ al W de θ^1 Ori C

Bibliografía

- Baade, W., & Minkowski, R. 1937, Ap.J., 86, 119
- Baldwin, J. A., Ferland, G. J., Martin, P. G., Corbin, M. R., Cota, S. A., Peterson, B. M., & Slettebak, A. 1991, ApJ, 374, 580
- Baldwin, J. A., Verner E. M., Ferland G. J., Martin P. G., Korista, K. T., & Rubin, R. H. 2000, ApJS, 129, 229
- Balick, B., Gammon, R. H., & Hjellming, R.M. 1974, PASP, 86, 616
- Bally, J., O'Dell, C. R., & McCaughrean, M. J. 2000, AJ, 119, 2919
- Bally, J., Sutherland, Ralph S., Devine, D., & Johnstone, D. 1998, AJ, 116, 293
- Blitz, L., Magnani, L., & Mundy, L. 1984, Ap.J.(Letters), 282, L9
- Cai, W., & Pradhan, A.K. 1993, ApJSS, 88,329
- Cantó, J., Goudis, C., Johnson, P. G., & Meaburn, J. 1980, A&A, 85, 128
- Churchwell, E., Fell, M., Wood, D. O. S., & Massi, M. 1987, ApJ, 321, 516
- Churchwell, E. 2002, ARA&A, 40, 27
- Cox, D. P. 2005, ARA&A, 43, 337
- Daflon, S., Cunha, K., Becker, S. R., & Smith, V. V. 2001, ApJ, 552, 309
- Diaz-Miller, R. I., Franco, J., & Shore, S. N. 1998, ApJ, 501, 192
- Doi, T., O'Dell, C. R., & Hartigan, P. 2004, AJ, 127, 3456
- Doi, T., O'Dell, C. R., & Hartigan, P. 2002, AJ, 124, 445
- Drdla, K., Knapp, G. R., & van Dishoeck, E. F. 1989, ApJ, 345, 815D
- Dyson J. E., & Williams, D. A. 1980, *Physics of the interstellar medium* (Halsted Press)
- Escalante, V., Sternberg, A., & Dalgarno, A. 1991, ApJ, 375, 630
- Esteban, C., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., & Escalante, V. 1998, MNRAS, 295, 401

- Ferland, G. J., Korista, K. T., Verner, D. A., Ferguson, J. W., Kingdon, J. B., & Verner, E. M. 1998, *PASP*, 110, 761
- Ferland, G. J. 2001, *PASP*, 113, 41F
- Ferland, G. J. 2000, *RMxAC*, 9, 153
- García-Arredondo, F., Henney, W. J., & Arthur, S. J. 2001, *ApJ*, 561, 830
- García-Díaz, M. T., & Henney, W. J. 2006, in process
- García-Díaz, M. T., & Henney, W. J. 2003, *RMxAC*, 15, 201
- Gull, T. R., Goad, L., Chiu, H. Y., Maran, S. P., & Hobbs, R. W. 1973, *PASP*, 85, 526
- Goudis C. 1982. *The Orion Complex: A Case Study of Interstellar Matter*. Dordrecht: Reidel.
- Graham, M. F., Meaburn, J., & Redman, M. P. 2003, *MNRAS*, 343, 419
- Hartigan, P. 1999, *ApJ*, 526, 274
- Hartigan, P., Raymond, J., & Hartmann, L. 1987, *ApJ*, 316, 323H
- Haro, G. 1950, *AJ*, 55, 72H
- Henney, W. J., & O'Dell, C. R. 1999, *AJ*, 118, 2350
- Henney, W. J. & O'Dell, C. R. 1999, *AJ*, 118, 2350
- Henney, W. J. 1998, *ApJ*, 503, 760
- Henney, W. J., Arthur, S. J. & García-Díaz, Ma. T., 2005, *ApJ*, 627, 813
- Herbig, G. H., & Jones, B. F. 1981, *AJ*, 86, 1232
- Herbig, G. H., & Terndrup, D. M. 1986, *ApJ*, 307, 609
- Hillier, D. J., y Miller, D. L. 1998, *ApJ*, 496, 407
- Hillenbrand, L. A., & Carpenter, J. M. 2000, *ApJ*, 540, 236
- Hillenbrand, L. A.. 1997, *AJ*, 113, 1733
- Hu X-H. 1996, *Astron. J.*, 112, 2712
- Lada, E. A., Strom, K. M., , & Meyers, P. C., 1991, *Protostar and Planets III*, The University of Arizona Press
- Lim, A. J., Raga, A. C., Rawlings, J. M. C., & Williams, D. A. 2002, *MNRAS*, 335, 817
- Irvine, W. M. 1987, *IAUS*, 120, 245I

- Jones, B. F., & Walker, M. F., 1988, AJ, 95, 1755
- Jones, B. F., & Walker, M. F. 1985, AJ, 90, 1320
- Kurucz, R. L. 1979, ApJS,40, 1
- Kutner, M. L., Tucker, K. D., Chin, G., & Thaddeus, P. 1977, ApJ, 215, 521K
- Laques, J., & Vidal, J. L. 1979, A&A, 73, 97
- Lang, K. R. 1992, *Astrophysical Data: Planets and Stars* (Spring-Verlag)
- Leroy, J. L., & Le Borgne, J. F. 1987, A&A, 186, 322
- Low, F. J., et al. 1984, ApJ.(Letters), 278, L19
- Magnani, L., Lada E. A., Sandell, G., Blitz, L., 1989, ApJ,339,244M
- Maddalena, R. J., Morris, M., Moscowitz, J., & Thaddeus, P. 1986ApJ, 303, 375M
- Martins, F., Schaerer, D., Hillier, D. J. 2005, A&A, 436, 1049
- Meaburn, J., Blundell, B., Carling, R., Gregory, D. F., Keir, D., & Wynne, C. G. 1984, MNRAS, 210, 463
- Meaburn, J., López, J. A., Gutiérrez, L., Quiróz, F., Murillo, J. M., & Valdéz, J. 2003, RMxAA, 39, 185M
- Mendoza, C., & Zeppen, C. J. 1982, MNRAS, 198, 127
- Millar, T.J., & Williams, D. A. 1993, *Dust and chemistry in astromy* (Institute of physics Publishing, Bristol and Philadelphia)
- Münch, G., & Wilson, O. C. 1962, Z.Ap, 56 ,127
- Münch, G., & Taylor, K. 1974, ApJ, 192, L93
- O'Dell, C. R., 2001, Annu.Rev.Astron.Ap, 39, 99
- O'Dell, C. R., Ferland, G. J., & Henney, W. J. 2001, ApJ, 556, 203
- O'Dell, C. R. & Yusef-Zadeh, F., 2000, AJ, 120, 382
- O'Dell, C. R., Wen, Z., & Hu, X. 1993, ApJ, 410, 696
- O'Dell, C. R., Hartigan, P., Lane, W. M., Wong, S. K., Burton, M. G., Raymond, J., & Axon, D. J., 1997, AJ, 114, 730
- O'Dell, C. R., Hartigan, P., Bally, J., & Morse, J. A. 1997a, AJ, 114, 2016

- O'Dell, C. R. & Wen, Z. 1994, ApJ, 436, 194
- O'Dell, C. R., Wen, Z., Hu, X. 1993, ApJ, 410, 696
- O'Dell, C. R. & Wen, Z. 1992, ApJ, 387, 229
- O'Dell, C. R., Walter, D. K., Dufour, R. J. 1992, ApJ, 399, 67
- O'Dell, C. R., Wen, Z., & Hester, J. J. 1991, PASP, 103, 824
- O'Dell, C. R., Walter, D. K., & Dufour, R. J. 1992, ApJ, 399, L67
- Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* (Mill Valley: University Science Books)
- Oort, J. H., & Spitzer, L, Jr. 1955, ApJ, 121, 6
- Panagia, N. 1973, AJ, 78, 929
- Pankonin, V., Walmsley, C. M., & Harwit M., 1979, A&A, 75, 34
- Pauldrach A.W.A., Hoffmann T.L., & Lennon M., 2001, A&A, 375, 161
- Pogge, R. W., Owen, J. M., & Atwood, B. 1992, ApJ, 399, 147
- Raga, A., & Böhm, K. H., 1985, Ap.J.Suppl, 39, 1
- Pradhan, A. K. 1978, MNRAS, 184, 89
- Rosado, M., de la Fuente, E., Arias, L., Raga, A., & Le Coarer, E. 2001, AJ, 122, 1928
- Rodríguez, L. F. (compilador) 1996, *Formación Estelar*. (Ediciones científicas universitarias, UNAM, México, D. F.)
- Rubin, R. H., Martin, P. G., Dufour, R. J., Ferland, G. J., Baldwin, J. A., Hester, J. J., & Walter, D. K., 1998, ApJ, 495, 891R
- Santolaya-Rey, A. E., Puls, J., & Herrero, A. 1997, A&A, 323, 488
- Scally, A. C., Clarke, M. J., & McCaughrean. 2005, MNRAS, 358, 742
- Schild, R. E., & Chaffee, F. 1971, Ap.J., 169, 529
- Schwartz, R. D., 1983, ARA&A 21, 209
- Schwartz, R. D., & Dopita, M. A., 1980, ApJ, 236, 543
- Simón-Díaz, S., Herrero, A., Esteban, C., & Najarro, F. 2006, A&A, 448, 351
- Spitzer, L. Jr., "Physical Processes in the Interstellar Medium", 1998,

-
- New York: Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, Inc.
- Stacey, G. J., Jaffe, D. T., Geis, N., Genzel, R., Harris, A. I., Poglitsch, A., Stutzki, J., & Townes, C. H. 1993, *ApJ*, 404, 219S
- Smith, N., Bally, J., Shuping, R. Y., Morris, M., & Hayward, T. L. 2004, *ApJ*, 610, 117
- Tauber, J. A., Lis, D. C., Keene, J., Schilke, P., & Buettgenbach, T. H. 1995, *A&A*, 297, 567
- Tenorio-Tagle, G. 1979, *A&A*, 71, 59
- Tielens, A., & Hollenbach, D. 1985, *ApJ*, 291, 747
- Thompson, R. I. 1984, *ApJ*, 283, 165
- Trumpler, R. J. 1931, *Pub. A.S.P.*, 43, 255
- Vacca, W. D., Garmany, C. D., & Shull, J. M. 1996, *ApJ*, 460, 914
- van der Werf, P.P., & Goss, W. M., 1989, *A&A*, 224, 209
- van Dishoeck, E. F., Black, J. H., 1986, *ApJS*, 62, 109
- Wen, Z., & O'Dell, C. R. 1992, *AAS*, 180, 2418
- Wen, Z., & O'Dell, C. R. 1995, *ApJ*, 478, 784
- Yusef-Zadeh, F. 1990, *ApJ*, 361, L19
- Zuckerman, B. 1973, *ApJ*, 183, 863